ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Т. XXII № 10

1958

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXII 1958 № 10

ОКТЯБРЬ

Материалы Всесоюзного совещания по физике магнитных материалов
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук **А. А. Гусева**
и канд. техн. наук **Я. Н. Колли**

Адрес редакции: Москва Б-64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т- 09950 Подписано к печати 14/X-1958 г. Тираж 3050 экз. Зак.863
Формат бумаги $70 \times 108^1/_{16}$. Бум. л. $4^1/_4$ Печ. л.11,64+4 вклейки. Уч.-изд. л. 12,5

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы
Всесоюзного совещания
по физике магнитных материалов

(Ленинград, декабрь 1957 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

К. Б. ВЛАСОВ

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ МАГНИТНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МАГНЕТОУПРУГИХ (МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ) И ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ (ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННЫХ) СРЕД

Дается вывод уравнений, описывающих динамическое поведение магнитно поляризованных магнетоупругих сред и электрически поляризованных электрострикционных сред и учитывающих неравновесные процессы, происходящие в этих средах, методом так называемой термодинамики необратимых процессов (вернее, термодинамики в полном смысле этого слова, а не термостатики).

1. Положим, что состояние магнетоупругой среды (в общем случае неравновесное) определяется заданием следующих термодинамических переменных: намагниченности I_m, $\partial u_i/\partial x_j$, где u_i — компоненты вектора смещения точек среды, и в некоторых случаях $\partial I_m/\partial x_i$ (последнее имеет место, например, в ферромагнетиках). Вообще говоря, состояние магнетоупругой среды может характеризоваться и другими переменными, которые мы пока учитывать не будем.

Пусть состояние системы близко к некоторому исходному состоянию, в котором $I_m = 0$, $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0$ и $\frac{\partial I_m}{\partial x_i} = 0$ и пусть в исходном состоянии среда магнитно поляризована, т. е. обладает однородной постоянной намагниченностью I_0 (ориентированной вдоль оси z). Энтропию такой среды вместе с некоторой присоединенной системой, являющейся большим резервуаром тепла при постоянной температуре T, можно записать в виде

$$TS = \int \left(I_m H_m + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \sigma_{ij} - V \right) d\mathbf{r}, \tag{1}$$

где H_m и σ_{ij} — переменные напряженность магнитного поля и механические напряжения (в исходном состоянии равные нулю), $V = -TS'$, где S' — плотность энтропии системы при $H_m = 0$ и $\sigma_{ij} = 0$.

По одинаковым индексам в (1) и далее подразумевается суммирование. Вблизи исходного состояния, т. е. когда I_m, $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ и $\frac{\partial I_m}{\partial x_i}$ малы, следуя Био [1], можно положить

$$V = \frac{1}{2} \gamma'_{mn} I_m I_n + \frac{1}{2} a_{mnpq} \frac{\partial I_m}{\partial x_n} \frac{\partial I_p}{\partial x_q} +$$

$$+ h'_{m,ij} I_m \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{2} d'_{ijkl} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_l}. \tag{2}$$

Изменение энтропии при заданных значениях H_m и σ_{ij}, согласно (1) и (2), равно

$$\delta S = \frac{1}{T}\int\Big[H_m\delta I_m + \sigma_{ij}\delta\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) - \gamma'_{mn}I_n\delta I_m + a_{mnpq}\frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q}\delta I_m -$$

$$- h'_{ij,m}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\delta I_m - h'_{m,ij}I_m\delta\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) - d'_{ijkl}\frac{\partial u_k}{\partial x_l}\delta\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)\Big]d\mathbf{r} -$$

$$-\int a_{mnpq}\frac{\partial I_p}{\partial x_n}\delta I_m dS_q.$$

Для возникновения энтропии при этом получим следующее выражение:

$$\frac{1}{T}\int\Big[\Big(H_m + a_{mnpq}\frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q} - \gamma'_{mn}I_n - h'_{m,ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\Big)\dot{I}_m +$$

$$+\Big(\sigma_{ij} - d'_{ijkl}\frac{\partial u_k}{\partial x_l} - h'_{ij,m}I_m\Big)\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j}\Big]d\mathbf{r}.$$

Рассматривая $\dot{I}_m$ и $\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j}$ как термодинамические потоки, получим следующие соотношения между потоками и термодинамическими силами:

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}_t &= \int\Big[K_{tm}(\mathbf{r},\mathbf{r}')\Big(H_m + a_{mnpq}\frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q} - \gamma'_{mn}I_n - h'_{m,ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\Big) + \\ &\quad + K_{t,ij}(\mathbf{r},\mathbf{r}')\Big(\sigma_{ij} - h'_{ij,m}I_m - d'_{ijkl}\frac{\partial u_k}{\partial x_l}\Big)\Big]d\mathbf{r}', \\ \frac{\partial \dot{u}_f}{\partial x_g} &= \int\Big(K_{fg,m}(\mathbf{r},\mathbf{r}')\Big(H_m + a_{mnpq}\frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q} - \gamma'_{mn}I_n - h'_{m,ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\Big) + \\ &\quad + K_{fgij}(\mathbf{r},\mathbf{r}')\Big(\sigma_{ij} - h'_{ij,m}I_m - d'_{ijkl}\frac{\partial u_k}{\partial x_l}\Big)\Big]d\mathbf{r}'. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

При этом имеют место соотношения Онзагера (см. [2, 3]):

$$\left.\begin{aligned} K_{tm}(\mathbf{r},\mathbf{r}';\ I_0) &= K_{mt}(\mathbf{r}',\mathbf{r};\ -I_0); \\ K_{t,ij}(\mathbf{r},\mathbf{r}';\ I_0) &= -K_{ij,t}(\mathbf{r}',\mathbf{r};\ -I_0); \\ K_{fgij}(\mathbf{r},\mathbf{r}';\ I_0) &= K_{ijfg}(\mathbf{r},'\mathbf{r};\ -I_0). \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Уравнения (3) сводятся к уравнениям:

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}_t &= L_{tm}\Big(H_m + a_{mnpq}\frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q} - \gamma'_{mn}I_n - h'_{m.ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\Big) + \\ &\quad + L_{t,ij}\Big(\sigma_{ij} - h'_{ij,m}I_m - d'_{ijkl}\frac{\partial u_k}{\partial x_l}\Big); \\ \frac{\partial \dot{u}_f}{\partial x_g} &= L_{fg,m}\Big(H_m + a_{mnpq}\frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q} - \gamma'_{mn}I_n - h'_{m,ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\Big) + \\ &\quad + L_{fgij}\Big(\sigma_{ij} - h'_{ij,m}I_m - d'_{ijkl}\frac{\partial u_k}{\partial x_l}\Big); \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

если

$$K_{tm}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = L_{tm}\delta(\mathbf{r},\mathbf{r}'); \quad K_{t,ij}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = L_{t,ij}(\mathbf{r},\mathbf{r}')\delta(\mathbf{r},\mathbf{r}');$$

$$K_{fgif}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = L_{fgij}\delta(\mathbf{r},\mathbf{r}'). \quad (6)$$

Учитывая четность δ-функции, получим следующие соотношения для кинетических коэффициентов:

$$\left. \begin{aligned} L_{lm}(I_0) = L_{ml}(-I_0); \quad L_{l,ij}(I_0) = -L_{ij,l}(-I_0); \\ L_{fgij}(I_0) = L_{ijfg}(-I_0). \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

Для случая квазистатических процессов, т. е. таких процессов, при которых изменение термодинамических переменных происходит настолько медленно, что производными этих величин по времени можно пренебречь, уравнения (5) примут вид

$$\left. \begin{aligned} H_m + a_{mnpq} \frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q} = \gamma'_{mn} I_n + h'_{m,ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \\ \sigma_{kl} = h'_{kl,n} I_n + d'_{klij} \frac{du_i}{dx_j}. \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

Эти уравнения, являющиеся уравнениями состояния для квазистатических процессов, с учетом граничных условий определяют пространственное распределение намагниченности и деформаций и зависимость этого распределения от величины и распределения напряженности магнитного поля.

Для решения задач о динамическом поведении магнетоупругой среды уравнения (5) с учетом (7) следует решать совместно с уравнениями электродинамики (уравнениями Максвелла) и уравнением теории упругости:

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j} + f_i, \tag{9}$$

где f_i— объемные силы (например, сила тяжести), ρ — плотность.

2. Исследуем теперь вопрос о количестве независимых тензорных постоянных и независимых компонент этих постоянных, фигурирующих в уравнениях (5) и (8).

Уравнения (8) являются уравнениями состояния. Если пренебречь изменением намагниченности, обусловленным изменением плотности при деформациях [4], то для этих постоянных должны выполняться согласно (2) так называемые соотношения взаимности:

$$\gamma'_{mn} = \gamma'_{nm}; \qquad h'_{m,ij} = h'_{ij,m}; \qquad d'_{klij} = d'_{ijkl}, \tag{10}$$

$$a_{mnpq} = a_{pqmn}, \tag{11}$$

которые уменьшают число независимых тензорных постоянных и независимых компонент этих постоянных.

Для тензорных постоянных, характеризующих динамическое поведение магнетоупругой среды (кинетических коэффициентов), вместо соотношений взаимности имеют место соотношения Онзагера (7).

Используем, кроме того, свойства симметрии исследуемой магнетоупругой среды, учет которых также снижает число независимых постоянных.

Рассмотрим в качестве примера магнитно поляризованную магнетоупругую среду, которая в состоянии с $I_0 = 0$ является магнитно- и упругоизотропной. Магнитной симметрией данного типа будет обладать, например, магнитно поляризованный парамагнетик или ферромагнетик, энергия которого во внешнем поляризующем поле превышает энергию кристаллографической магнитной анизотропии.

Из соображений симметрии следует, что для такой магнитно поляризованной среды уравнения (5) и (8) должны быть инвариантны

относительно операции поворота вокруг оси, параллельной намагниченности поляризации, на произвольный угол $L_{\infty}^{\parallel}$. Кроме того, уравнения (8) должны быть инвариантны еще относительно операции $RL_2^{\perp}$, где $L_2^{\perp}$ — операция поворота вокруг любой оси, перпендикулярной намагниченности поляризации, на угол 180°, а R — операция изменения направления напряженности магнитного поля и намагниченности на обратное и одновременное изменение знака времени [3]. Уравнения (5) при этом не должны оставаться инвариантными относительно операции $RL_2^{\perp}$, так как они описывают в общем случае необратимые во времени процессы. Следует отметить, что всеми вышеупомянутыми свойствами симметрии обладают и магнитноодноосные кристаллы с поперечноизотропными механическими свойствами, где намагниченность поляризации направлена вдоль оси легкого намагничивания.

Из соображений симметрии для неполяризованной среды следует, что (5) и (8) должны быть инвариантными относительно операции отражения в плоскости, в которой лежит $I_0(C_v)$, можно установить характер зависимости тензорных постоянных и кинетических коэффициентов от намагниченности поляризации (является ли она четной или нечетной).

Так как уравнения (5) инвариантны относительно меньшего числа операций симметрии, чем уравнения (8), и для постоянных, фигурирующих в уравнениях (5), выполняются несколько иные соотношения (соотношения (10)), чем для постоянных, фигурирующих в уравнениях (8) (соотношения (7)), то число независимых тензорных кинетических коэффициентов и их компонент будет превышать число независимых тензорных постоянных и их компонент (соответственно того же ранга и характера), фигурирующих в уравнениях состояния (8).

Используя соотношения Онзагера (7) и вышеупомянутые соображения симметрии, получаем [5], что для исследуемого случая магнитнополяризованной поперечноизотропной магнетоупругой среды отличны от нуля следующие компоненты тензорных кинетических коэффициентов:

$$\left.\begin{aligned}
&L_{22}=L_{11};\quad L_{33};\quad L_{21}=-L_{12};\\
&L_{2,13}=-L_{13,2}=L_{23,1}=-L_{1,23};\quad L_{2,31}=-L_{31,2}=L_{32,1}=-L_{1,32};\\
&L_{3,21}=-L_{21,3}=L_{12,3}=-L_{3,12};\quad L_{3,22}=L_{22,3}=L_{11,3}=L_{3,11};\\
&L_{33,3}=L_{3,33};\quad L_{2,32}=L_{32,2}=L_{31,1}=L_{1,31};\quad L_{2,23}=L_{23,2}=L_{13,1}=L_{1,13};\\
&L_{2222}=L_{1111};\quad L_{3333};\quad L_{2211}=L_{1122};\quad L_{2233}=L_{3322}=L_{3311}=L_{1133};\\
&L_{1313}=L_{2323};\quad L_{3131}=L_{3232};\quad L_{3113}=L_{1331}=L_{3223}=L_{2332};\\
&L_{2121}=L_{1212};\quad L_{2112}=L_{1221};\quad L_{2221}=-L_{2122}=L_{1211}=-L_{1112};\\
&L_{2212}=-L_{1222}=L_{2111}=-L_{1121};\quad L_{3321}=-L_{2133}=L_{1233}=-L_{3312};\\
&L_{1332}=-L_{3213}=L_{3123}=-L_{2331};\quad L_{1323}=-L_{2313};\quad L_{3132}=-L_{3231}.
\end{aligned}\right\}\quad (12)$$

При этом

$$L_{1221}=L_{1111}-L_{1122}-L_{1212}.$$

Кинетические коэффициенты типа: L_{11}, L_{33}, $L_{1,23}$, $L_{1,32}$, $L_{3,12}$, L_{1111}, L_{3333}, L_{1122}, L_{1133}, L_{2323}, L_{3232}, L_{2332}, L_{1212} и L_{1221} — являются четными функциями I_0, а постоянные типа: L_{12}, $L_{3,11}$, $L_{3,33}$, $L_{1,31}$, $L_{1,13}$, L_{1112}, L_{1121}, L_{3312}, L_{2331}, L_{2313} и L_{3231} — являются нечетными функциями I_0.

Используя соотношения взаимности (10), (11) и соображения симметрии, получим [5], что для постоянных: γ'_{nm}, $h'_{n,kl}$, $h'_{ij,m}$, d'_{ijkl} и a_{mnpq} — справедливы такие же соотношения и заключения о характере их зависимости от I_0, что и для постоянных L_{nm}, $L_{n,kl}$, $L_{ij,m}$ и L_{ijkl} соответствующего ранга, за тем исключением, что постоянные типа: γ'_{12}, $h'_{1,23}$,

$h'_{1,32}$, $h'_{3,12}$, d'_{1112}, d'_{1121}, d'_{3312}, d'_{2331}, d'_{2313}, d'_{3231}, a_{1112}, a_{1121}, a_{3312}, a_{2331}, a_{2313} и a_{3231} — равны нулю.

Отметим, что слагаемые в (2), (5) и (8), содержащие в качестве множителя постоянную a_{mnpq}, определяются обменной энергией. Если не принимать во внимание обменную магнитную энергию [6] и полагать, что обменная энергия инвариантна относительно вращения спина, то на постоянные a_{mnpq} должно накладываться еще добавочное условие [7]:

$$a_{mnpq} = \delta_{mp} a_{nq}. \tag{13}$$

Это приведет к тому, что независимыми компонентами этой постоянной окажутся лишь две компоненты типа a_{11} и a_{33}.

3. Рассмотрим теперь случай, когда имеется установившийся процесс, при котором независимые переменные изменяются во времени по синусоидальному закону с угловой частотой ω.

Разрешим систему уравнений (5) относительно $H_m + a_{mnpq} \frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q}$ и σ_{ij}. Получим систему уравнений, которая будеть иметь вид, полностью аналогичный виду уравнений (8), за тем исключением, что, вместо постоянных γ'_{mn}, $h'_{m,ij}$, $h'_{ij,\,m}$ и d'_{klij}, в этой системе будут фигурировать комплексные постоянные

$$\gamma_{mn} = \gamma'_{mn} + i\omega\gamma''_{mn}, \qquad h_{m,\,ij} = h'_{m,\,ij} + i\omega h''_{m,\,ij};$$
$$h_{ij,\,m} = h'_{ij,m} + i\omega h''_{ij,\,m}; \qquad d_{klij} = d'_{klij} + i\omega d''_{klij}. \tag{14}$$

Постоянные, отмеченные двумя штрихами, выражаются при этом однозначным образом через кинетические коэффициенты. Для них справедливы те же соотношения между постоянными и между компонентами этих постоянных, а также те же заключения об их характере зависимости от I_0, что и для кинетических коэффициентов соответствующего ранга (12).

Комплексные постоянные (14) можно назвать динамическими постоянными, характеризующими магнетоупругую среду.

Анализируя полученные уравнения, легко заметить, что тензор напряжений является несимметричным тензором.

Введем, как обычно делается в теории упругости, тензоры деформаций и вращения по следующим формулам:

$$\varepsilon_g = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right); \quad \omega_q = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \tag{15}$$

а также разложим тензор напряжений на симметричную и антисимметричную части (последняя дает момент силы, действующий на единичный объем):

$$\sigma_f = \frac{1}{2}(\sigma_{kl} + \sigma_{lk}); \qquad T_p = \frac{1}{2}(\sigma_{kl} - \sigma_{lk}). \tag{16}$$

Индексы f и g пробегают шесть значений: 1, 2, ..., 6, причем, например, $\varepsilon_1 = \frac{\partial u_1}{\partial x_1}, \ldots, \varepsilon_6 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)$, а индексы p и q пробегают три значения: 4, 5 и 6, причем, например,

$$\omega_4 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} - \frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right), \ldots .$$

В результате получим следующую систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned} H_m + a_{mnpq}\frac{\partial^2 I_p}{\partial x_n \partial x_q} &= \gamma_{mn} I_n + h_{mg}\varepsilon_g + \overset{*}{h}_{mq}\omega_q, \\ \sigma_f &= h'_{fn} I_n + c_{fg}\varepsilon_g + \overset{*}{c}_{fq}\omega_q, \\ T_p &= \overset{**}{h}{}'_{pn} I_n + \overset{*}{c}{}'_{pg}\varepsilon_g + \overset{**}{c}_{pq}\omega_g, \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

где

$$\left.\begin{aligned}
&\gamma_{11}=\gamma_{22}=\gamma'_{11}+i\omega\gamma''_{11}; \quad \gamma_{33}=\gamma'_{33}+i\omega\gamma''_{33};\\
&h_{33}=h'_{33}=h'_{3,33}+i\omega h''_{3,33}; \quad h_{31}=h_{32}=h'_{13}=h'_{23}=h'_{3,11}+i\omega h''_{3,11};\\
&h_{15}=h_{24}=h'_{51}=h'_{42}=\frac{1}{2}(h'_{1,31}+h'_{1,13})+\frac{1}{2}i\omega(h''_{1,31}+h''_{1,13});\\
&c_{11}=c_{22}=d'_{1111}+i\omega d''_{1111}; \quad c_{12}=c_{21}=d'_{1122}+i\omega d''_{1122};\\
&c_{13}=c_{23}=c_{31}=c_{32}=d'_{1133}+i\omega d''_{1133}; \quad c_{33}=d'_{3333}+i\omega d''_{3333};\\
&c_{44}=c_{55}=\frac{1}{4}(d'_{2323}+d'_{3232}+2d'_{2332})+\frac{1}{4}i\omega(d''_{2323}+d''_{3232}+2d''_{2332});\\
&c_{66}=\frac{1}{2}(c_{11}-c_{12}).
\end{aligned}\right\}\quad(18)$$

$$\left.\begin{aligned}
&c^*_{44}=-c^*_{55}=c^{*\prime}_{44}=-c^{*\prime}_{55}=\frac{1}{4}(d'_{2323}-d'_{3232})+\frac{1}{4}i\omega(d''_{2323}-d''_{3232});\\
&c^{**}_{44}=c^{**}_{55}=\frac{1}{4}(d'_{2323}+d'_{3232}-2d'_{2332})+\frac{1}{4}i\omega(d''_{2323}+d''_{3232}-2d''_{2332});\\
&c^{**}_{66}=d'_{1212}+i\omega d''_{1212}-c_{66};
\end{aligned}\right\}\quad(19)$$

$$h^*_{15}=-h^*_{24}=h^{*\prime}_{51}=-h^{*\prime}_{42}=\frac{1}{2}(h'_{1,31}-h'_{1,13})+\frac{1}{2}i\omega(h''_{1,31}-h''_{1,13});\quad(20)$$

$$\gamma_{12}=-\gamma_{21}=i\omega\gamma''_{12};\quad(21)$$

$$\left.\begin{aligned}
&h_{14}=-h_{25}=-h'_{41}=h'_{52}=\frac{1}{2}i\omega(h''_{1,23}+h''_{1,32});\\
&h^*_{14}=h^*_{25}=h^{*\prime}_{41}=-h^{*\prime}_{52}=\frac{1}{2}i\omega(h''_{1,23}+h''_{1,32});\\
&h^*_{36}=-h^{*\prime}_{63}=i\omega h''_{3,12};
\end{aligned}\right\}\quad(22)$$

$$\left.\begin{aligned}
&c_{16}=-c_{26}=-c_{61}=c_{62}=\frac{1}{2}i\omega(d''_{1112}+d''_{1121});\\
&c^*_{16}=c^*_{26}=-c^{*\prime}_{61}=-c^{*\prime}_{62}=\frac{1}{2}i\omega(d''_{1112}-d''_{1121}); \quad c^*_{36}=-c^{*\prime}_{63}=i\omega d''_{3312};\\
&c_{45}=-c_{54}=\frac{1}{4}i\omega(d''_{3231}+d''_{2313}+2d''_{2331});\\
&c^{**}_{45}=-c^{**}_{54}=-\frac{1}{4}i\omega(d''_{3231}+d''_{2313}-2d''_{2331});\\
&c^*_{45}=c^*_{54}=-c^{*\prime}_{45}=-c^{*\prime}_{54}=\frac{1}{4}i\omega(d''_{3231}-d''_{2313}).
\end{aligned}\right\}\quad(23)$$

4. Проанализируем полученные соотношения.

Тензорные динамические постоянные (18)—(23) можно разбить на две группы:

1) постоянные (18)—(20), которые содержат как действительные, так и мнимые слагаемые; эти постоянные отличны от нуля как в динамическом, так и в квазистатическом режиме; мнимые части этих постоянных характеризуют собою некоторые релаксационные явления и определяют собою поглощение энергии;

2) постоянные (21)—(23), которые содержат только мнимые слагаемые, эти постоянные отличны от нуля лишь в динамическом режиме.

Остановимся сначала на постоянных первой группы.

В теории упругости полагают, что тензор напряжений является симметричным тензором. Эта симметричность не следует из каких-либо термодинамических соображений или соображений, учитывающих свойства симметрии среды, а выводится из предположения, что силы, обусловливающие напряжения, являются близкодействующими силами [8]. Однако, как показали Висванатан и Раман [9, 10], а также Лаваль [11] на основании микроскопической теории, учет нецентральности межмолекулярных сил приводит к заключению, что тензор напряжений должен быть в общем случае несимметричным, а упругие свойства кристаллической среды, обладающей наинизшей симметрией, должны описываться не 21, а 45 постоянными упругости. В исследуемом случае поперечноизотропной среды вышеуказанные соображения обусловливают собою наличие компонент модуля упругости (19), т. е. $\overset{*}{c}_{44}$, $\overset{**}{c}_{44}$ и $\overset{**}{c}_{66}$. Эта причина несимметричности тензора напряжений остается как в динамическом, так и в квазистатическом режиме.

С другой стороны, несимметричность тензора механических напряжений в магнитно поляризованной среде может быть обусловлена наличием вращательного механического момента, возникающего при несовпадении по направлению результирующих векторов намагниченности и напряженности магнитного поля. Эта причина несимметричности тензора механических напряжений, подчеркнутая Броуном [12], в случае поперечноизотропной среды обусловливает наличие компонент тензора магнитострикционной постоянной (20), т. е. $\overset{*}{h}_{15}$. Используя выражение, приведенное у Броуна, например для T_5:

$$T_5 = I_3 H_1 - I_1 H_3,$$

где под I_m и H_n следует понимать результирующие значения векторов I_m и H_n, включающие значения напряженности магнитного поля поляризации и намагниченности поляризации, можно показать, что для случая магнитнооднoосной среды эта причина несимметричности тензора напряжений остается как в динамическом, так и в квазистатическом режиме, в то время как в магнитно поляризованной изотропной среде она приводит к несимметричности тензора напряжений только в динамическом режиме благодаря отставанию по фазе (из-за потерь) I_m от H_n. Здесь необходимо учесть соотношение (19), приведенное в [13], или соотношение (34) в [4].

Рассмотрим теперь постоянные второй группы (21)—(23). Физическую природу их можно установить на основании рассмотрения микроскопических кинетических процессов, происходящих в магнетоупругой среде. Укажем лишь на некоторые из физических явлений, которые они описывают.

Постоянные, описывающие магнитные свойства (21), т. е. γ_{12}

Пусть имеется, например, однородное квазистационарное магнитное поле, напряженность которого изменяется во времени по синусоидальному закону. Тогда в зажатой магнетоупругой среде ($\varepsilon_g = 0$, $\omega_q = 0$) намагниченность в плоскости, перпендикулярной I_0, будет определяться согласно (17), (18) и (21) следующими соотношениями:

$$I_1 = \varkappa_{11}^{\varepsilon} H_1 - \varkappa_{12}^{\varepsilon} H_2; \qquad I_2 = \varkappa_{12}^{\varepsilon} H_1 + \varkappa_{11}^{\varepsilon} H_2, \tag{24}$$

где

$$\varkappa_{11}^{\varepsilon} = \frac{1}{\gamma_{11}'} \frac{\omega_1(\omega_1 + i\omega) + \omega_0^2}{(\omega_1 + i\omega)^2 + \omega_0^2}; \quad \varkappa_{12}^{\varepsilon} = i\omega \frac{1}{\gamma_{11}'} \frac{\omega_0}{(\omega_1 + i\omega)^2 + \omega_0^2}, \tag{25}$$

причем

$$\omega_1^* = \frac{\omega_1^2+\omega_0^2}{\omega_1}; \quad \omega_0^* = \frac{\omega_1^2+\omega_0^2}{\omega_0}; \quad \omega_1^* = \frac{\gamma_{11}'}{\gamma_{11}''}; \quad \omega_0^* = \frac{\gamma_{11}'}{\gamma_{12}''}. \qquad (26)$$

Заметим, что, если положить $L_{m,\,ij}=0$, то $\omega_1 = L_{11}\gamma_{11}'$, $\omega_0 = L_{12}\gamma_{11}'$.

Полагая далее $L_{12} = g\frac{e}{2mc}I_0$, $\gamma_{11}' = \frac{H_0}{I_0}$, где g — фактор спектроскопического расщепления, получим обычные формулы для парамагнитного или ферромагнитного резонансов (без учета магнитной анизотропии и эффекта формы).

Постоянные, описывающие магнетомеханические свойства (22), т. е. h_{14}, h_{14}^* и h_{36}^*

Как видно из (17), учитывая (22), постоянные h_{14}^* и h_{36}^* для однородных квазистационарных изменений намагниченности и деформаций определяют собою анизотропию гиромагнитных явлений. Легко заметить, что постоянная h_{14} также связана с анизотропией гиромагнитных явлений. Это видно из следующего примера.

Рассмотрим среду магнитно- и упругоизотропную в состоянии с $I_0=0$. В этом состоянии [5] $h_{1,23}(0) = -h_{1,32}(0) = h_{3,12}(0)$.

Тогда согласно (22) $h_{14}^*(0) = h_{36}^*(0)$, а $h_{14}(0)=0$. В состоянии же с $I_0 \neq 0$, если постоянные $h_{1,23}$, $h_{1,32}$ и $h_{3,12}$ зависят от намагниченности поляризации I_0, то $h_{14}^* \neq h_{36}^*$ и h_{14} может и не равняться нулю.

Постоянные, описывающие механические свойства (23), т. е. c_{16}, c_{16}^*, c_{33}^*, c_{45}, c_{45}^* и c_{45}^{**}

В магнитно «зажатой» магнетоупругой среде ($I_n=0$) при квазистационарных процессах эти постоянные согласно уравнениям (17) и соотношениям (23), должны определять собою, например, следующие явления: сдвиговые деформации в плоскости $xy(\varepsilon_6)$ должны приводить к возникновению растягивающих (σ_1) и сжимающих ($-\sigma_2$) напряжений соответственно вдоль осей x и y, и обратный эффект — деформации растяжения, например, вдоль оси x (ε_1) должны вызывать отрицательные скалывающие напряжения в плоскости xy ($-\sigma_6$) (постоянная c_{16}); вращение относительно оси x (ω_4) должно вызывать появление отрицательного вращательного момента вдоль оси y ($-T_5$), и обратный эффект — вращение вдоль оси y (ω_5) должно вызывать появление вращательного момента вдоль оси $x(T_4)$ (постоянная c_{45}^{**}). Постоянные c_{16}^*, c_{36}^*, c_{45} и c_{45}^* описывают аналогичные эффекты, которые легко проанализировать, рассматривая уравнения (17) и соотношения (23).

В заключение напомним, что для решения задач о динамическом поведении магнетоупругой среды в общем случае установившихся (а не только квазистационарных) процессов надо решать уравнения (5) совместно с уравнениями Максвелла и теории упругости, учитывая соотношения (12), либо решать уравнения (17) совместно с уравнениями Максвелла и теории упругости, переходя по формулам (16) к одному типу переменных, учитывая соотношения (15) и (18) — (23). Эти уравнения описывают большое многообразие магнитных, механических и магнетомеханических явлений, таких, например, как явления магнитного и магнетомеханических резонансов [14], спин-спиновую релаксацию [15], влияние на магнитный резонанс механического состояния среды, анизотропию гиромагнитных явлений и ряд других явлений.

5. Поведение электрически поляризованных электрострикционных сред в динамическом режиме (в отличие от квазистатического режима) отличается от поведения магнитно поляризованных магнетоупругих сред.

Для получения уравнений, описывающих динамическое поведение электрически поляризованных электрострикционных сред, в уравнениях (5) и во всех дальнейших уравнениях и соотношениях следует произвес-

ти формальную замену I_n на P_n и H_m на E_m, где E_m — напряженность электрического поля, а P_n — электрическая поляризация. Однако в отличие от магнитно поляризованной магнетоупругой среды все получившиеся в результате вышеупомянутой формальной замены уравнения для электрострикционных сред, обладающих поперечноизотропной симметрией, должны быть инвариантны относительно операций $L_\infty^{||}$ и $IR_2^{\perp}$, где I — операция инверсии. Соотношения Онзагера для фигурирующих в этих уравнениях кинетических коэффициентов также примут несколько иной вид:

$$L'_{tm}(P_0) = L'_{mt}(P_0); \quad L'_{t,ij}(P_0) = L'_{ij,t}(P_0); L'_{fgij}(P_0) = L'_{ijfg}(P_0), \quad (27)$$

т. е. для них будут выполняться соотношения взаимности.

Все это приведет к тому, что число независимых компонент кинетических коэффициентов: L'_{tm}, $L'_{t,ij}$, $L'_{ij,t}$ и L'_{fgij}, будет равно числу независимых компонент тензорных постоянных γ'_{mn}, $h'_{m,ij}$, $h'_{ij,m}$ и d'_{klij} соответствующего ранга, где под γ'_{mn} и $h'_{m,ij}$ следует понимать уже величину, обратную диэлектрической восприимчивости, и электрострикционную постоянную.

Таким образом, для описания динамического поведения электрически поляризованных электрострикционных сред следует пользоваться уравнениями (5) (или (8)) с учетом соотношений (12) или уравнениями (17) с учетом соотношений (18) — (23), произведя в них формальную замену H_m на E_m и I_n на P_n. Однако в отличие от случая магнитно поляризованных сред для случая электрически поляризованных электрострикционных сред компоненты кинетических коэффициентов типа L'_{12}; $L'_{1,23}$; $L'_{1,32}$; $L'_{3,12}$ L'_{1112}; L'_{1121}; L'_{3312}; L'_{2331}; L'_{2313} и L'_{3231}, а следовательно, и компоненты тензорных постоянных (фигурирующих в уравнениях, полученных в результате вышеупомянутой формальной замены), аналогичные компоненты постоянных (21) — (23) равны нулю. Все остальные замечания, например о несимметричности тензора механических напряжений, остаются в силе и для случая электрически поляризованных электрострикционных сред.

Следует напомнить, что в данной работе не учитывается возможность возбуждения в динамическом режиме внутренних степеней свободы. Такая возможность была учтена, например, при описании механических свойств изотропных тел в [16].

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Biot M. A. Phys. Rev., 97, 1462 (1955).
2. Де Гроот С. Р. Термодинамика необратимых процессов.— ГИТТЛ, М., 1956.
3. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Статистическая фи ика.—ГИТТЛ, М.—Л, 1951.
4. Власов К. Б., Ив. АН СССР. Сер. физ., 21, 1140 (1957).
5. Власов К. Б. Физ. металлов и металловедение, 5,385 (1957).
6. Вонсовский С. В., Власов К. Б., Туров Е. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 29, 37 (1955).
7. Herring C., Kittel C., Phys. Rev., 81, 869 (1950).
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред.—ГИТТЛ, М., 1953.
9. Viswanathan K. S., Proc. Ind. Acad. Sci., A 41, 98 (1955).
10. Raman C. V., Viswanathan K. S., Proc. Ind. Acad. Sci., A 42, 51 (1955).
11. Laval J., C. R., Paris, 232, 1947 (1951).
12. Brown W. F. Jr., Rev. Mod. Phys., 25, 131 (1953); Amer. J. Phys., 19, 290 и 330 (1951).
13. Власов К. Б., Физ. металлов и металловедение, 3, 551 (1956).
14. Альтшулер С. А., Докл. АН СССР, 85, 1235 (1952); Ж. эксперим. и теор. физ., 28, 38, 49 (1955).
15. Шапошников И. Г., Ж. эксперим. и теор. физ., 18, 533 (1948).
16. Финкельштейн Б. Н., Фастов Н. С., Докл. АН СССР, 71, 875 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. А. ТУРОВ и Ю. П. ИРХИН

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР (ОДНООСНЫЙ СЛУЧАЙ)

1. Общий метод

Магнетик, обладающий упорядоченной магнитной структурой (ферромагнитной или антиферромагнитной), с макроскопической точки зрения может рассматриваться как сплошная среда с симметрией определенного магнитного кристаллического класса [1], причем каждая точка характеризуется одной, двумя или более плотностями магнитного момента $\mathbf{M}_j(r)$ *. Полное магнитное упорядочение при абсолютном нуле температуры на языке сплошной среды соответствует условию, что в наинизшем энергетическом состоянии $\mathbf{M}_j(\mathbf{r})$ являются векторами, постоянными в пространстве:

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r}) = \mathbf{M}_{0j}.$$

Кроме того, мы будем полагать, что отклонения $\Delta\mathbf{M}_j = \mathbf{M}_j - \mathbf{M}_{0j}$ векторных плотностей $\mathbf{M}_j(\mathbf{r})$ от своих равновесных значений $\mathbf{M}_{0j}$ могут происходить лишь путем изменения направлений $\mathbf{M}_j(\mathbf{r})$ при условии постоянства длины векторов:

$$\mathbf{M}_j^2(\mathbf{r}) = \mathbf{M}_{0j}^2.$$

При этом мы ограничимся рассмотрением только слабых колебаний $|\Delta\mathbf{M}_j| \ll \mathbf{M}_{0j}$, что соответствует области температур, низких по сравнению с температурой магнитного упорядочения (точка Кюри θ_C и точка Нееля θ_N).

Наша задача заключается в нахождении спектра собственных колебаний $\mathbf{M}_j(\mathbf{r})$ такой магнитной среды, помещенной во внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$. В соответствии с работой одного из нас и Шаврова [2] мы будем исходить из феноменологического гамильтониана, который для интересующего нас случая кристаллов одноосной симметрии (например, гексагональных и тетрагональных) имеет следующий приближенный вид:

$$\mathscr{H}' = \int \mathscr{H}' d\mathbf{r}, \tag{1}$$

$$\mathscr{H}' = A_{jj'} M_{j\alpha} M_{j'\alpha} + B_{jj'} M_{jz} M_{j'z} + C_{jj'} \nabla M_{j\alpha} \nabla M_{j'\alpha} + D_{jj'} \frac{\partial M_{j\alpha}}{\partial z} \frac{\partial M_{j'\alpha}}{\partial z} - \frac{1}{2} \sum_{j,\,j'} \mathbf{M}_j \mathbf{H}_{j'}^M - \sum_j \mathbf{M}_j \mathbf{H}, \tag{2}$$

где

$$\mathbf{H}_j^M = \nabla \int \frac{\operatorname{div} \mathbf{M}_j(\mathbf{r}')\, d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \tag{3}$$

* В зависимости от числа «магнитных подрешеток», которое определяется типом кристаллической структуры и числом различных сортов магнитных атомов (ионов) в элементарной ячейке кристалла.

Здесь j и j' — номера магнитных подрешеток, $\alpha \equiv x, y, z$, причем по дважды встречающимся индексам производится суммирование. Первые четыре члена в (2) включают энергию обменного взаимодействия и энергию анизотропии; $A_{jj'}$, $B_{jj'}$, $C_{jj'}$ и $D_{jj'}$ — феноменологические константы для этих типов взаимодействия. Предпоследний член в (2) представляет диполь — дипольное взаимодействие* и, наконец, последний член — энергию магнетика во внешнем поле $\mathbf{H}$.

Расчеты энергетического спектра можно проводить двумя путями: классически (путем составления и решения классических уравнений движения) [3] или по методу вторичного квантования [2]. В настоящей работе будет применяться второй метод. С этой целью в гамильтониане (1) классические векторы $\mathbf{M}_j(\mathbf{r})$ необходимо заменить операторами $\hat{\mathbf{M}}_j(\mathbf{r})$ [2], удовлетворяющими соотношениям коммутации вида

$$\hat{M}_{jy}(\mathbf{r})\,\hat{M}_{j'x}(\mathbf{r}') - \hat{M}_{j'x}(\mathbf{r}')\,\hat{M}_{jy}(r) = i\mu_j \hat{M}_{jz}\,\delta_{jj'}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \quad \text{и т. д.}; \qquad (4)$$

где $\mu_j = g_j\beta$, g_j — фактор Ланде для j-й подрешетки, β — магнетон Бора.

Если для каждого номера j выбрать свою систему координат $OX_jY_jZ_j$ так, чтобы ось OZ_j была направлена вдоль оси квантования для $\mathbf{M}_j(\mathbf{r})$ (т. е. вдоль равновесного классического вектора $\mathbf{M}_{0j}$), то можно ввести операторы вторичного квантования b_r^j и $\overset{+}{b}{}_r^j$, согласно соотношениям**:

$$\hat{M}_{jx_j} = (\mu_j M_{0j}/2)^{1/2}(f_j b_r^j + \overset{+}{b}{}_r^j f_j), \quad \hat{M}_{jy_j} = i(\mu_j M_{0j}/2)^{1/2}(f_j b_r^j - \overset{+}{b}{}_r^j f_j),$$

$$\hat{M}_{jz_j} = M_{0j} - \mu_j \overset{+}{b}{}_r^j b_r^j, \quad f_j \equiv \left(1 - \frac{\mu_j \overset{+}{b}{}_r^j b_r^j}{2M_{0j}}\right)^{1/2}. \qquad (5)$$

Заметим, что, согласно исходным предположениям, средние значения

$$\overline{\mu_j \overset{+}{b}{}_r^j b_r^j} = \overline{\Delta M}_{jz_j} \ll M_{0j}.$$

Подставляя (5) в (4), легко проверить, что операторы b_r^j и $\overset{+}{b}{}_r^j$ подчиняются перестановочным соотношениям статистики Бозе — Эйнштейна:

$$b_r^j \overset{+}{b}{}_r^{j'} - \overset{+}{b}{}_r^{j'} b_r^j = \delta_{jj'}\delta(r - r'). \qquad (6)$$

Используя формулы (5) при переходе от $M_j(r)$ к операторам b_r^j и $\overset{+}{b}{}_r^j$ в гамильтониане (1), необходимо, естественно, все $\hat{M}_{j\alpha}$ выразить в одной общей системе координат $OXYZ$, связанной с осями кристалла. При этом из формул преобразования в H войдут направляющие косинусы $\mathbf{M}_{0j}$ по отношению к осям OX, OY и OZ. Например, в случае, когда все равновесные векторы $\mathbf{M}_{0j}$ и намагничивающее поле $\mathbf{H}$ лежат в одной плоскости (пусть это будет плоскость OYZ), имеют место следующие формулы преобразования:

$$M_{jx} = M_{jx_j}, \quad M_{jy} = \zeta_j M_{jy_j} + \eta_j M_{jz_j}, \quad M_{jz} = \zeta_j M_{jz_j} - \eta_j M_{jy_j}, \qquad (7)$$

где $\eta_j = \sin\theta_j$, $\zeta_j = \cos\theta_j$ и θ_j — угол между M_{0j} и осью OZ.

---

* При учете граничных эффектов (размагничивающих полей) к полю $\mathbf{H}_j^M$ необходимо добавить слагаемое вида

$$-\nabla\left(\oint \frac{\mathbf{M}_j(\mathbf{r}')\,d\mathbf{r}'}{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}\right),$$

где интегрирование проводится по внешней поверхности образца.

** Для простоты мы приняли объем образца $V = 1$.

После подстановки формул (5) и (7) в (1) —(3) и введения вместо b_r^j и $\overset{+}{b}{}_r^j$ их компонент Фурье b_k^j и $\overset{+}{b}{}_k^j$, полный гамильтониан системы можно представить в виде следующего разложения:

$$\mathscr{H} = \mathscr{H}_0 + \mathscr{H}_1 + \mathscr{H}_2 + \mathscr{H}_3 + \ldots,$$

где $\mathscr{H}_n$ — слагаемое n-го порядка относительно операторов b_k^j и $\overset{+}{b}{}_k^j$.

Минимизация слагаемого $\mathscr{H}_0$, не зависящего от b_k^j и $\overset{+}{b}{}_k^j$, по η_j и ζ_j дает основное состояние системы, т. е. равновесные значения η_j и ζ_j при $T=0$. При равновесных значениях η_j и ζ_j член $\mathscr{H}_1$ тождественно обращается в нуль*, а $\mathscr{H}_2$ после приведения к диагональному виду принимает вид суммы энергий отдельных элементарных возбуждений — спиновых волн, т. е. определяет собой в первом приближении спектр собственных колебаний магнетика. Члены более высокого порядка по операторам b_k^j и $\overset{+}{b}{}_k^j$, т. е. $\mathscr{H}_3$ и т. д., описывают процессы соударения между спиновыми волнами (ферромагнонами или антиферромагнонами), так что учет их позволяет исследовать различные кинетические явления в магнетиках.

Ниже применение данного метода проиллюстрировано на конкретных примерах ферромагнетика и антиферромагнетика.

2. Ферромагнетик

Рассмотрим одноосный ферромагнитный монокристалл, представляющий собой одну область спонтанной намагниченности. Пусть ось легкого намагничивания совпадает с осью симметрии OZ.

Принимая во внимание, что в данном случае j имеет только одно значение («одна подрешетка») и проводя расчеты в том порядке, как это указывалось в разделе 1, получаем:

$$\mathscr{H}_0 = \mathrm{const} - \frac{1}{2} H_A M_0 \zeta^2 - M_0 \eta H_y - M_0 \zeta H_z, \tag{8}$$

$$E \equiv \mathscr{H}_2 = \Delta \mathscr{H}_0 + \sum_k \varepsilon_k n_k. \tag{9}$$

Здесь $H_A = -2B_{11} M_0$ — эффективное поле магнитной анизотропии, $M_0 \equiv M_{01}$ — намагниченность ферромагнетика при абсолютном насыщении; $\Delta H_0 = -\frac{1}{2} \sum_k (\alpha_k - \sqrt{\alpha_k^2 - |\beta_k|^2})$ — нулевая энергия спиновых волн, дающая добавку к энергии основного состояния;

$$\varepsilon_k = \sqrt{\alpha_k^2 - |\beta_k|^2} \tag{10}$$

— энергия спиновой волны с волновым вектором $\mathbf{k}$, а n_k — число спиновых волн в этом состоянии;

$$\alpha_k = \left(\zeta^2 - \frac{1}{2}\eta^2\right)\mu H_A + J_k + \eta\mu H_y + \zeta\mu H_z + 2\pi\mu M_0 \frac{k'_+ k'_-}{k^2},$$

$$\beta_k = \frac{1}{2}\eta^2 \mu H_A + 2\pi\mu M_0 \left(\frac{k'_-}{k}\right)^2, \quad J_k = 2\mu M_0 (C_{11} k^2 + D_{11} k_z^2),$$

$$k'_\pm = k_{x_1} \pm i k_{y_1} = k_x \pm i\zeta k_y \mp i\eta k_z.$$

Рассмотрим более детально случаи $\mathbf{H} \parallel OZ$ и $\mathbf{H} \perp OZ$.

---

* Основное состояние можно находить не из минимума $\mathscr{H}_0$, а из условия равенства нулю $\mathscr{H}_1$.

I. H ∥ OZ

В этом случае $\mathbf{H}_y = 0$, $\mathbf{H}_z = H$, и из условия минимума $\mathscr{H}_0$ получаем, что в основном состоянии $\zeta = 1$ и $\eta = 0$, т. е. намагниченность направлена вдоль поля. При этом

$$\varepsilon_k = \left\{\left[J_k + \mu(H + H_A)\right]\left[J_k + \mu(H + H_A) + 4\pi\mu M_0 \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}\right]\right\}^{1/2}, \qquad (11)$$

что фактически совпадает с известными результатами работ [4, 5].

II. H ⊥ OZ

В этом случае $H_y = H$, $H_z = 0$, и из условия минимума $\mathscr{H}_0$ получаем два возможных решения:

а) если $H \leqslant H_A$, то $\eta = \frac{H}{H_A}$, $M_{0y} = M_0 \frac{H}{H_A}$,

$$\varepsilon_k = \left\{(J_k + \mu H_A)\left[J_k + \mu H_A\left(1 - \frac{H^2}{H_A^2}\right) + 4\pi\mu M_0 \frac{k'_+ k'_-}{k^2}\right] - \right.$$
$$\left. - 2\pi\mu^2 \frac{M_0 H^2}{H_A} \frac{3k_x^2 - (\zeta k_y - \eta k_z)^2}{k^2}\right\}^{1/2}; \qquad (12)$$

б) если $H \geqslant H_A$, то $\eta = 1$, $M_{0y} = M_0$,

$$\varepsilon_k = \left\{(J_k + \mu H)\left[J_k + \mu(H - H_A) + 4\pi\mu M_0 \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}\right] - 2\pi\mu^2 M_0 H_A \frac{3k_x^2 - k_z^2}{k^2}\right\}^{1/2}. \qquad (13)$$

В качестве примера применения полученного энергетического спектра исследуем зависимость намагниченности ферромагнетика от поля и температуры для случая $H \perp OZ$*, ограничиваясь рассмотрением области температур:

$$\varkappa T \gg \mu H, \quad \mu H_A, \quad 2\pi\mu M_0 \qquad (14)$$

(с другой стороны, конечно, $T \ll \theta_C$).

Аналогичная задача для одноосного феррита решалась Яковлевым [6].

Стандартный расчет по формуле

$$M_y(T, H) = -\frac{\partial}{\partial H}(\mathscr{H}_0 + \Delta\mathscr{H}_0) - \sum_k \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial H}\bar{n}_k$$

дает следующие результаты:

$$M_y(T, H) \approx M_0 \frac{H}{H_A}\left(1 + \frac{\mu}{M_0}\sum \bar{n}_k\right) \quad \text{для } H \leqslant H_A, \qquad (15)$$

$$M_y(T, H) \approx M_0\left(1 - \frac{\mu}{M_0}\sum \bar{n}_k\right) \quad \text{для } H \geqslant H_A, \qquad (16)$$

где $\bar{n}_k$ — среднее число спиновых волн с энергией ε_k (бозевская функция распределения).

Легко видеть, что формула (15) приводит к значению $M_y > M_0$ при H, достаточно близком к H_A, а это противоречит нашим исходным предположениям. Кроме того, при $H = H_A$ намагниченность претерпевает скачок, что также лишено какого-либо физического основания**. Эти

---

* Зависимость M от H и T для случая $H \parallel OZ$ не имеет никаких особенностей по сравнению с известными результатами [4].

** Аналогичные выводы следуют также из результатов работы [6].

трудности обусловлены тем, что в обычной схеме расчета не принимается во внимание температурное изменение равновесного положения вектора намагниченности *, в свою очередь связанное с температурной зависимостью константы анизотропии. При правильном расчете равновесного значения η для $T > 0$ необходимо минимизировать не $\mathscr{H}_0$, а полный термодинамический потенциал системы:

$$\Omega = \mathscr{H}_0 + \Delta\mathscr{H}_0 + \varkappa T \sum_k \ln\left(1 - e^{-\varepsilon_k/\varkappa T}\right),$$

где ε_k определяется общей формулой (10) с неопределенным значением η.

Из условия минимума Ω для $H \perp OZ$ с учетом (14) получаем:

а) $\eta = H / H_A^T$ для $H \leqslant H_A^T$, б) $\eta = 1$ для $H \geqslant H_A^T$,

где

$$H_A^T = H_A \frac{M_0 - 3\mu \sum \bar{n}_k}{M_0 - \mu \sum \bar{n}_k}. \qquad (17)$$

Таким образом, величина магнитного поля, при котором происходит переход из состояния «а» в «состояние» «б», оказывается зависящей от температуры (уменьшается с ее ростом)**. При этом формулы (15) и (16) для температурной зависимости M_y остаются полностью справедливыми; необходимо только учитывать, что одна из них переходит в другую не при $H = H_A$, а при $H = H_A^T$ (это относится и к соответствующим формулам работы [6]).

Полагая приближенно $J_k \approx Ik^2$ и принимая во внимание, что $\sum \bar{n}_k \approx 0{,}06\,(\varkappa T / I)^{3/2}$, окончательно имеем

а) $M_y(T, H) \approx (M_0 H / H_A)\,[1 + 0{,}06\,(\mu / M_0)\,(\varkappa T / I)^{3/2}]$ для $H \leqslant H_A^T$

и

б) $M_y(T, H) \approx M_0\,[1 - 0{,}06\,(\mu / M_0)\,(\varkappa T / I)^{3/2}]$ для $H \geqslant H_A^T$,

где

$$H_A^T \approx H_A\,[1 - 0{,}12\,(\mu / M_0)\,(\varkappa T / I)^{3/2}]. \qquad (18)$$

Заметим, что теперь $M_y^{\text{а}}(T, H_A^T) = M_y^{\text{б}}(T, H_A^T)$.

3. Антиферромагнетик

Применим общий метод, изложенный в разделе 1, к случаю одноосного антиферромагнетика, ось симметрии которого OZ совпадает с естественным направлением антиферромагнетизма. Ограничиваясь рассмотрением антиферромагнетика с двумя магнитными подрешетками, будем полагать, что $j = 1,2$; $M_{01} = M_{02} = M_0$ и $\mu_1 = \mu_2 = \mu$. В этом случае

$$\mathscr{H}_0 = \text{const} + 2A_1(\eta_1\eta_2 + \zeta_1\zeta_2)\,M_0^2 + 2B_1\zeta_1\zeta_2 M_0^2 + B(\zeta_1^2 + \zeta_2^2)\,M_0^2 - \\ - (\eta_1 + \eta_2)\,M_0 H_y - (\zeta_1 + \zeta_2)\,M_0 H_z, \qquad (19)$$

где $A_1 = A_{12} = A_{21}$ — константа обменного взаимодействия между подрешетками, а $B = B_{11} = B_{22}$ и $B_1 = B_{12} = B_{21}$ — константы анизотропного взаимодействия (внутри и между подрешетками).

---

* Т. е. изменения равновесного направления оси квантования для **M**, характеризуемого в данном случае величиной η.

** Формула (17) фактически дает температурную зависимость константы анизотропии (см. также (18)). Интересно, что если это выражение формально считать справедливым во всем интервале температур от 0 до θ_C, то она в принципе объясняет экспериментально наблюдаемую смену знака константы анизотропии в одноосных ферромагнетиках.

Оператор $\mathcal{H}_2$ и даваемые им после диагонализации выражения для энергии спиновых волн двух сортов $\varepsilon_k^{(1,2)}$ в общем случае, при произвольном направлении поля H, имеют весьма громоздкий вид, и мы не будем их здесь выписывать. Мы приведем результаты исследования основного состояния и спектра спиновых волн антиферромагнетика лишь для случаев $\mathbf{H} \parallel OZ$ и $\mathbf{H} \perp OZ$.

Детальное решение задачи о минимуме $\mathcal{H}_0$ приводит к следующим результатам для основного состояния (т. е. для значений $\eta_j = \sin\theta_j$ и $\zeta_j = \cos\theta_j$, характеризующих равновесное положение осей квантования для $\mathbf{M}_j$ при $T=0$). Прежде всего, условиями существования антиферромагнетизма с естественным направлением вдоль оси OZ являются соотношения $A_1 > 0$ и $B_1 - B > 0$. При этом характер поведения намагниченности антиферромагнетика с изменением величины поля H существенно различен для $\mathbf{H} \parallel OZ$ и $\mathbf{H} \perp OZ$.

I. $\mathbf{H} \parallel OZ$

В этом случае необходимо различать две возможности: $B > 0$ и $B < 0$. Введем для удобства некоторые характерные поля:

$$H_{\parallel} = 2M_0\sqrt{(B_1 - B)(2A_1 + B_1 - B)}, \qquad H_{\perp} = H_{\parallel}\frac{2A_1 + B_1 + B}{2A_1 + B_1 - B}$$

и

$$H_e = 2M_0(2A_1 + B_1 + B),$$

смысл которых выясняется ниже. Для изменения равновесных положений осей квантования M_{0j}, а также $M_z = M_{1z} + M_{2z}$ и восприимчивости $\chi = \frac{\partial M_z}{\partial H}$ при $T=0$ в зависимости от H имеем следующие соотношения.

1. Случай $B > 0$, т. е. при $H_{\perp} > H_{\parallel}$

а) $0 \leqslant H \leqslant H_{\parallel}$; $\zeta_1 = -\zeta_2 = 1$, $M_z = 0$, $\chi = 0$.

В этом состоянии направление антиферромагнетизма Δ параллельно оси OZ и полю $\mathbf{H}$, т. е. совпадает с естественным направлением антиферромагнетизма*. Такое состояние мы будем обозначать через $z, \parallel$. Здесь первый индекс указывает ось, вдоль которой направлено поле $\mathbf{H}$, а второй индекс — взаимное расположение $\mathbf{H}$ и Δ.

б) $H_{\parallel} \leqslant H \leqslant H_{\perp}$; $\sin^2\psi = \frac{H - H_{\parallel}}{H_{\perp} - H_{\parallel}}$, $\sin^2\varphi = \frac{H_{\perp}^2}{H_e^2}\sin^2\psi$.

ψ — угол между Δ и осью OZ, а φ — угол, на который отклоняются оси квантования $\mathbf{M}_{0j}$ от направления Δ. В этом состоянии — состоянии (z, ψ):

$$M_z = 2M_0\frac{(H - H_{\parallel})H_{\perp}}{(H_{\perp} - H_{\parallel})H_e} \quad \text{и} \quad \chi = \frac{2M_0H_{\perp}}{(H_{\perp} - H_{\parallel})H_e} = \frac{1}{2B}.$$

в) $H_{\perp} \leqslant H \leqslant H_e$; $\zeta_1 = \zeta_2 = \zeta = H/H_e$, $\eta_1 = -\eta_2 = \sqrt{1 - \zeta^2}$.

Это есть состояние $(z, \perp)$, так как $\Delta \perp \mathbf{H}$, причем

$$M_z = 2M_0\frac{H}{H_e} \quad \text{и} \quad \chi = \frac{2M_0}{H_e} = \frac{1}{2A_1 + B_1 + B}.$$

г) $H \geqslant H_e$; $\zeta_1 = \zeta_2 = 1$, $\eta_1 = \eta_2 = 0$, $M_z = 2M_0$.
Это есть состояние насыщения вдоль оси OZ.

---

* Направлением антиферромагнетизма Δ называют направление вектора $\mathbf{M}_{01} - \mathbf{M}_{02}$.

2. Случай $B<0$, т. е. при $H_\perp < H_\parallel$

Этот случай был детально исследован Неелем [7], показавшим, что здесь возможны в интервале $H_\perp \leqslant H \leqslant H_\parallel$ метастабильные состояния и, следовательно, должен иметь место гистерезис намагничивания *.

Если система проходит только через термодинамически равновесные состояния, то осуществляются:

а) при $0 \leqslant H \leqslant H_0 = \sqrt{H_\parallel H_\perp}$ — состояние типа $(z, \parallel)$,

б) при $H_0 \leqslant H \leqslant H_e$ — состояние типа $(z, \perp)$,

в) при $H \geqslant H_e$ — состояние насыщения по оси OZ.

Таким образом, в этом случае при пороговом значении поля H_0 происходит скачкообразное изменение направления антиферромагнетизма и скачок намагниченности M_z.

Если, однако, учесть существование метастабильных состояний, то при возрастающем магнитном поле скачкообразный переход в состояние $(z, \perp)$ происходит при поле $H_\parallel > H_0$, а при убывающем поле возвращение к прежнему состоянию $(z, \parallel)$ — при поле $H_\perp < H_0$, т. е. имеет место гистерезис **.

II. $\mathbf{H} \perp OZ$

В этом случае система ведет себя однозначным образом, независимо от знака B:

а) $0 \leqslant H \leqslant H'_e = 2M_0(2A_1 + B_1 - B)$; $\eta_1 = \eta_2 = \eta = H/H'_e$, $\zeta_1 = -\zeta_2 = \sqrt{1-\eta^2}$.

В таком состоянии $\Delta \perp \mathbf{H}$, и так как $\mathbf{H} \parallel OY$, то его можно назвать состоянием $(y, \perp)$, причем при $T=0$

$$M_y = M_{1y} + M_{2y} = 2M_0 H/H'_e \quad \text{и} \quad \chi = 2M_0/H'_e = 1/(2A_1 + B_1 - B).$$

б) $H \geqslant H'_e$; $\eta_1 = \eta_2 = 1$, $\zeta_1 = \zeta_2 = 0$, $M_y = 2M_0$.

Это есть состояние насыщения вдоль оси OY.

Приведем теперь результаты расчета энергии спиновых волн для некоторых из перечисленных выше состояний.

Состояние $(z, \parallel)$

$$\varepsilon_k^{(1,2)} = \left\{p_1(p_2 + 2\lambda) \pm 2\sqrt{p_1(p_2+2\lambda)(\mu H)^2 + p_1^2\lambda^2}\right\}^{1/2}, \qquad (20)$$

где

$$p_1 = K_1 - K + J_k - J_{1k}, \quad p_2 = K_2 - K + J_k + J_{1k},$$
$$K_1 = 2\mu M_0 B_1,$$
$$K = 2\mu M_0 B,$$
$$J_k = 2\mu M_0(A_1 + Ck^2 + Dk_z^2), \qquad C = C_{11} = C_{22},$$
$$J_{1k} = 2\mu M_0(A_1 + C_1 k^2 + D_1 k_z^2), \qquad C_1 = C_{12} = C_{21},$$
$$D = D_{11} = D_{22},$$
$$D_1 = D_{12} = D_{21}, \qquad \lambda = 2\pi\mu M_0 \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}.$$

Величина λ в (20) ответственна за учет дипольного взаимодействия. Как видно, это взаимодействие приводит к тому, что расщепление спектра спиновых волн на две ветви не исчезает даже при $H=0$. Относитель-

* В работах Нееля [7] не было указано на первую возможность ($B>0$), при которой никаких гистерезисных явлений не должно наблюдаться.

** Следует заметить, что переходная область $|H_\parallel - H_\perp|$ относительно очень узка:

$$|H_\parallel - H_\perp| / H_\perp \sim B/A_1.$$

Поэтому отсутствие экспериментальных наблюдений гистерезиса может быть объяснено, например, или тем обстоятельством, что $B \geqslant 0$ для исследованных веществ, или тем, что петля гистерезиса является очень узкой.

ная добавка к энергии от дипольного взаимодействия, однако, незначительна. Последнее особенно хорошо видно, если положить $H=0$; тогда

$$\varepsilon_k^{(1)} = \{(K_1 - K + J_k - J_{1k})(K_1 - K + J_k + J_{1k} + 4\lambda)\}^{1/2},$$
$$\varepsilon_k^{(2)} = \{(K_1 - K + J_k - J_{1k})(K_1 - K + J_k + J_{1k})\}^{1/2}.$$

Таким образом, дипольное взаимодействие ($\sim \mu M_0$) входит слагаемым рядом с обменным взаимодействием ($\sim \mu M_0 A_1$) и поэтому практически не оказывает влияния на величину энергии спиновых волн.

Если пренебречь дипольным взаимодействием, то вместо (20) имеем

$$\varepsilon_k^{(1,2)} = \{(K_1 - K + J_k - J_{1k})(K_1 - K + J_k + J_{1k})\}^{1/2} \pm \mu H. \qquad (21)$$

В частности, полагая $k=0$, получаем величину энергетических щелей, т. е. минимальные энергии, необходимые для возбуждения спиновых волн; эти энергии определяют две частоты антиферромагнитного резонанса:

$$\varepsilon_0^{(1,2)} = \hbar\omega_{1,2} = \mu(H_{\parallel} \pm H). \qquad (22)$$

Состояние (z, $\perp$)

В общем случае с учетом дипольного взаимодействия для $\varepsilon_k^{1,2}$ в этом состоянии получаются весьма громоздкие выражения. Поэтому мы выпишем результат, получающийся при отбрасывании членов дипольного взаимодействия, который является справедливым почти во всех практически интересных случаях, а именно: при $H \ll H_e$ или при $\varkappa T \gg 2\pi\mu M_0$.

$$\varepsilon_k^{(1)} = \left\{(J_k - J_{1k})\left[J_k + \left(1 - 2\frac{H^2}{H_e^2}\right)J_{1k} + \left(1 - \frac{H^2}{H_e^2}\right)(K_1 + K)\right]\right\}^{1/2},$$
$$\varepsilon_k^{(2)} = \left\{(J_k + J_{1k})\left[J_k - \left(1 - 2\frac{H^2}{H_e^2}\right)J_{1k} - \left(1 - \frac{H^2}{H_e^2}\right)(K_1 - K)\right]\right\}^{1/2}. \qquad (23)$$

Замечательно, что в этом состоянии одна из ветвей не имеет энергетической щели, а именно при $k=0$ имеем

$$\varepsilon_0^{(1)} = \hbar\omega_1 = 0, \quad \varepsilon_0^{(2)} = \hbar\omega_2 = \left\{2J_0(K_1 - K)\left(\frac{H^2}{H_1^2} - 1\right)\right\}^{1/2}, \qquad (24)$$

где $J_0 = 2\mu M_0 A_1$.

Состояние (y, $\perp$)

Как и для предыдущего состояния, приведем формулы, не учитывающие дипольное взаимодействие и справедливые при аналогичных же условиях:

$$\varepsilon_k^{(1)} = \left\{(K_1 - K + J_k - J_{1k})\left[J_k + \left(1 - 2\frac{H^2}{H'^2_e}\right)J_{1k} + \left(1 - \frac{H^2}{H'^2_e}\right)\right]\right\}^{1/2},$$
$$\varepsilon_k^{(2)} = \left\{(K_1 - K + J_k + J_{1k})\left[J_k - \left(1 - 2\frac{H^2}{H'^2_e}\right)J_{1k} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + K_1 - K + \frac{H^2}{H'^2_e}(K_1 + K)\right]\right\}^{1/2}. \qquad (25)$$

При $k=0$ получаем

$$\varepsilon_0^{(1)} = \hbar\omega_1 = \mu H_{\parallel}\sqrt{1 - \frac{H^2}{H'^2_e}}, \quad \varepsilon_0^{(2)} = \hbar\omega_2 = \mu\sqrt{H_{\parallel}^2 + H^2\frac{H_{\perp}}{H_{\parallel}}}. \qquad (26)$$

Сравнение формул (22), (24) и (26) показывает, что величины энергетических щелей (и, следовательно, частоты антиферромагнитного резонанса) и даже вид их зависимости от поля существенно различны для разных типов состояний и для различных направлений поля*.

---

* Мы не привели вида энергетического спектра для промежуточного состояния (z, ψ) для $B > 0$ ввиду чрезвычайной громоздкости даже при отбрасывании членов дипольного взаимодействия. Заметим лишь, что в этом узком интервале $H_{\parallel} \leqslant H \leqslant H_{\perp}$ происходит постепенный переход формул (21), (22) в формулы (23), (24).

Имеющиеся экспериментальные данные по антиферромагнитному резонансу [8] хорошо согласуются с теорией, но, к сожалению, они относятся лишь к области полей $H < H_{\parallel}$. Поэтому представляет значительный интерес распространить эти исследования на область полей $H > H_{\parallel}$ (обычно $H_{\parallel} \sim 10^4$ Ое) с тем, чтобы проверить формулу (24).

Учитывая малость переходной области полей* между состояниями $(z, \parallel)$ и $(z, \perp)$, для большинства задач можно считать, что эти состояния просто смыкаются при $H = H_0 \approx 2M_0\sqrt{2A_1(B_1 - B)}$, полагая таким образом $H_{\perp} = H_{\parallel} = H_0$. Тогда для полей $H \ll H_e$ энергетический спектр спиновых волн можно записать в следующем более простом, приближенном виде:

а) $(z, \parallel)$, т. е. для $\mathbf{H} \parallel OZ$ и $H \leqslant H_0$:

$$\varepsilon_k^{(1,2)} = \sqrt{(\mu H_0)^2 + I^2k^2} \pm \mu H; \tag{27}$$

б) $(z, \perp)$, т. е. для $\mathbf{H} \parallel OZ$ и $H \geqslant H_0$:

$$\varepsilon_k^{(1)} = Ik, \quad \varepsilon_k^{(2)} = \sqrt{\mu^2(H^2 - H_0^2) + I^2k^2}; \tag{28}$$

в) $(y, \perp)$, т. е. для $\mathbf{H} \perp OZ$:

$$\varepsilon_k^{(1)} = \sqrt{(\mu H_0)^2 + I^2k^2}, \quad \varepsilon_k^{(2)} = \sqrt{\mu^2(H^2 + H_0^2) + I^2k^2}. \tag{29}$$

В формулах (27) — (29) мы пренебрегали константами анизотропии K_1 и K по сравнению с первой константой обменного взаимодействия J_0 и ввели вторую константу обменного взаимодействия согласно соотношению $2J_0(J_k - J_{1k}) \approx I^2k^2$.

На основе формул (27) — (29) одним из нас была рассчитана температурная зависимость магнитной восприимчивости $\Delta\chi = \chi_T - \chi_0$ и спиновая теплоемкость C_s (теплоемкость при постоянном H) во всех трех состояниях**. Эти результаты, однако, изложены в другом месте [10]. Укажем лишь в дополнение к работе [10], что величину C_s можно оценить из экспериментальных данных для $\Delta\chi$ на основе общих соотношений между ними. Например, для $H < H_0$ и $\varkappa T \gg \mu H_0$ имеем

$$\frac{C_s}{T\Delta\chi} = \frac{4\pi^2}{5}\left(\frac{\varkappa}{\mu}\right)^2 \approx 3{,}8\cdot 10^8.$$

В заключение авторы выражают глубокую благодарность К. Б. Власову и С. В. Вонсовскому за советы и дискуссию.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, стр. 154.— Гостехиздат, М., 1957.
2. Туров Е. А., Шавров В. Г., Тр. Ин-та физ. металлов УФАН, вып. 20, 101 (1958).
3. Macdonald I. R., Proc. Phys. Soc., 64, 968 (1951); см. также «Ферромагнитный резонанс», статья 12 (Сб статей под ред. С. В. Вонсовского).— ИЛ, М., 1952.
4. Holstein T., Primakoff H., Phys. Rev., 58, 1098 (1940).
5. Herring C., Kittel C., Phys. Rev., 81, 869 (1951).
6. Яковлев Е. Н., Докл. АН СССР, 115, 699 (1957).
7. Neel L., Ann. Phys., 5, 232 (1936); Неель Л., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 890 (1957).
8. Dayhoff E. S., Phys. Rev., 107, 84, (1957).
9. Каганов М. И., Цукерник В. М., Доклад на совещании по физике низких температур. М., 1957.
10. Туров Е. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 34, 1009 (1958).

* См сноску ** на стр. 1174.

** Аналогичные расчеты на основе феноменологического метода для состояний $(z, \parallel)$ и $(y, \perp)$ были проведены Кагановым и Цукерником [9].

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Я. С. ШУР

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И ПРОЦЕССЫ ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ В ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Введение

Магнитные свойства ферромагнетиков, определяемые процессами технического намагничивания, закономерным образом связаны с видом их магнитной структуры: формой областей, их размерами и ориентацией намагниченности в них. Этим в значительной степени обусловлен интерес к изучению магнитной структуры различных типов ферромагнетиков. Следует отметить, что до сих пор эта структура, так же как и процессы технического намагничивания, исследованы недостаточно, и то в основном на магнитномягких ферромагнетиках. Что касается магнитножестких (высококоэрцитивных) ферромагнетиков, то они крайне слабо исследованы. Вследствие этого важнейшей задачей в проблеме высококоэрцитивных сплавов является выяснение особенностей их магнитной структуры и связанного с этой структурой характера процессов технического намагничивания.

В Институте физики металлов в течение ряда лет проводится изучение магнитной структуры высококоэрцитивных ферромагнетиков. Изложению основных результатов этих исследований и посвящена настоящая статья.

Метод исследования и полученные результаты

1. Как известно, при изучении магнитномягких ферромагнетиков наиболее общие представления о магнитной структуре были получены на основе изучения магнитных свойств монокристаллов, а также магнитноанизотропных поликристаллов. Поэтому, ставя своей конечной целью установление вида магнитной структуры высококоэрцитивных ферромагнетиков, мы в качестве объектов исследования взяли магнитноанизотропные образцы высококоэрцитивных сплавов альнико и викаллой. Магнитная анизотропия сплава альнико создавалась путем термомагнитной обработки, а сплава викаллой — путем сильной холодной деформации с последующим отпуском. Возникновение магнитной текстуры в этих сплавах после указанных обработок четко выявлялось по изменению ряда физических свойств.

Из сопоставления между собой различных характеристик (кривых намагничивания и петель гистерезиса [1], кривых магнитострикции [2] и петель гистерезиса магнитострикции [3], электросопротивления и его изменения в магнитном поле [4]), измеренных на магнитнотекстурованных образцах вдоль и поперек оси текстуры, а также образцах магнитноизотропных, было сделано предположение, что в высококоэрцитивных сплавах протекание процессов технического намагничивания осуществляется в основном путем процессов вращения. Это имеет место благодаря особому виду магнитной структуры в этих сплавах, а именно из-за наличия в них однодоменной магнитной структуры. Из общих энергетических соображений вытекает, что такая структура возможна лишь тогда, когда имеются

очень мелкие ферромагнитные частицы, в крупных частицах должна существовать многодоменная структура. Таким образом, из предположения об однодоменной структуре в высококоэрцитивных сплавах вытекает, что в этом классе сплавов должна существовать гетерогенная структура, где отдельные мелкие ферромагнитные образования изолированы друг от друга неферромагнитными или слабомагнитными прослойками.

Однако для получения высоких значений коэрцитивной силы H_c наряду с однодоменной структурой необходимо, чтобы в доменах существовала значительная магнитная анизотропия, которая может быть вызвана различными причинами [5]. При решении вопроса о природе магнитной анизотропии в высококоэрцитивных сплавах много ценных сведений может быть получено путем изучения температурной зависимости кривых намагничивания и петель гистерезиса. Так, на сплавах альнико и викаллой было обнаружено, что в широком температурном интервале величина H_c, так же как и величина намагниченности насыщения, слабо изменяется [6]. Это возможно лишь в том случае, если причиной магнитной анизотропии является анизотропия формы ферромагнитных частиц. Отсюда, а также из данных, приведенных в работах [1—4], был сделан вывод, что ферромагнитные частицы имеют пластинчатое строение. Было также предположено [1], что при термомагнитной обработке сплава альнико магнитное поле действует таким образом, что возникающие в процессе охлаждения сплава пластинчатые частицы располагаются своей длинной осью параллельно полю. Благодаря такому расположению частиц в образце возникает магнитная одноосность.

Предложенная модель кристаллической структуры впоследствии была подтверждена экспериментально. Электронномикроскопическое изучение сплава альнико подтвердило, что в этом сплаве (в высококоэрцитивном состоянии) наблюдается гетерогенная структура, причем сильномагнитная фаза выделяется в форме пластинок. В результате термомагнитной обработки возникает анизотропия в расположении пластинчатых частиц: длинная ось частиц оказывается параллельной тому направлению в образце, вдоль которого было ориентировано поле при термомагнитной обработке [7].

2. Предложенная модель магнитной структуры, по-видимому, приложима ко всем высококоэрцитивным сплавам, однако причиной магнитной анизотропии может быть не только анизотропия формы ферромагнитных частиц. Было показано, что в сплаве викаллой путем одностороннего растяжения можно очень сильно увеличивать величину коэрцитивной силы [8]. Так, при наложении на проволочный образец из сплава викаллой растягивающей нагрузки, равной 300 кг мм$^{-2}$, величина H_c возрастает от 270 до 880 Oe. Экспериментально наблюдаемое возрастание H_c находится в хорошем соответствии с вычисленным теоретически, если при расчете принять, что в однодоменных частицах возникает дополнительная магнитная анизотропия за счет анизотропии напряжений.

Из описанных результатов следует, что увеличение магнитной анизотропии в сплаве с однодоменной структурой может явиться эффективным методом повышения магнитной энергии сплавов для постоянных магнитов. На основании этой предпосылки было предложено применение термомеханической обработки к пластически деформируемым высококоэрцитивным сплавам [9]. Эта обработка состоит в том, что во время отпуска, приводящего к высококоэрцитивному состоянию, образец подвергается одностороннему растяжению. Значительный эффект от такой обработки был достигнут в сплаве викаллой: коэрцитивная сила возросла от 440 до 550 Oe, а величина максимальной магнитной энергии увеличилась на 50% [9].

3. Так как высококоэрцитивное состояние наблюдается только в ферромагнитных образованиях малых размеров, то естественно ожидать, что при уменьшении размера ферромагнетика, начиная от крупных частиц, когда имеет место многодоменная структура, до мелких частиц, в которых

имеется однодоменная структура, вид магнитной структуры должен изменяться закономерным образом. В связи с этим большой интерес представляют исследования зависимости магнитной структуры от размера ферромагнитных образований. При изучении ферромагнитных порошков различной дисперсности было установлено, что уменьшение размеров порошинок сопровождается ростом коэрцитивной силы; при этом, чем меньше размер порошинок, тем рост относительно больше [10]. Имеются все основания полагать, что это изменение коэрцитивной силы связано с изменениями магнитной структуры ферромагнетика.

Используя имеющиеся данные о магнитной структуре различных ферромагнетиков, можно установить определенную последовательность изменения этой структуры с уменьшением размеров порошка. В сравнительно крупных частицах всегда имеется многодоменная структура, состоящая из основных и дополнительных областей [11]. При таком типе структуры основную роль в процессах технического намагничивания играют процессы смещения. До тех пор, пока при уменьшении размеров порошка сохраняется такого вида структура, следует ожидать, что и величина H_c почти не изменится. При дальнейшем уменьшении размеров порошинок сперва исчезают дополнительные области; сохраняются лишь некоторые из них, расположенные у краев кристалла. Такая перестройка структуры повышает полную энергию кристалла и затрудняет процессы смещения границ, что и приводит к росту H_c. Последующее уменьшение размеров порошинок приводит к тому, что существование многодоменной структуры становится энергетически неоправданным. Вследствие этого в пределах отдельной порошинки имеется лишь одна магнитная область, причем на ее краях все еще сохраняются дополнительные области. Такую магнитную структуру следует рассматривать как переходную от много- к однодоменной. Появление такой структуры должно вызвать дальнейший рост H_c, так как при этом затрудняются условия для роста зародышей перемагничивания, которыми могут явиться некоторые дополнительные области. При еще меньших размерах порошинок существование дополнительных областей становится энергетически невыгодным, и тогда возникает только однодоменная структура, при которой перемагничивание может осуществляться лишь путем процессов вращения, что и приводит к наивысшим значениям H_c.

4. По-видимому, для современного этапа изучения природы H_c наиболее важным является изучение переходных магнитных структур.

На основании измерения зависимости H_c порошка сплава Mn-Bi от размеров частиц при различных температурах было показано, что изменения магнитной структуры, связанные с уменьшением размеров ферромагнетиков, зависят от его физических свойств [12]. В частности, чем больше значение суммарной магнитной анизотропии, тем при бóльших размерах порошинок наступают переходная и однодоменная структуры.

Существование переходной структуры обнаруживается на многих свойствах ферромагнетиков. Так, в тонких порошках сплава Mn-Bi эта структура четко выявляется при сопоставлении хода кривой намагничивания с кривыми зависимости остаточной намагниченности и коэрцитивной силы от величины амплитуды намагничивающего поля [13]. Было установлено, что кривая намагничивания достигает насыщения в значительно более низких полях, чем поля, необходимые для достижения максимальных значений остаточной намагниченности и коэрцитивной силы. Полученный результат можно объяснить, если учесть, что на эти характеристики различное влияние оказывают дополнительные области, существующие при переходной структуре.

5. Существенные результаты по изучению магнитной структуры и процессов технического намагничивания в высококоэрцитивных ферромагнетиках были получены при помощи порошковых фигур на образцах сплава Mn-Bi [14]. Прежде всего удалось наблюдать однодоменную

структуру в малых частицах, а также наблюдать процесс перемагничивания такой частицы, который протекает путем одного лишь вращения вектора намагниченности домена. Также удалось обнаружить частицы с переходной магнитной структурой, которые после их намагничивания в сильном поле и последующего перемагничивания ведут себя как однодоменные частицы. В этом случае сильное магнитное поле полностью уничтожает зародыши перемагничивания. Эти же частицы после размагничивания и намагничивания в слабом поле ведут себя как многодоменные.

Выводы

Из приведенных данных вытекает, что магнитные свойства ферромагнетиков закономерным образом изменяются с изменением их магнитной структуры. По мере уменьшения размеров ферромагнетика упрощается вид его магнитной структуры и затрудняются процессы технического намагничивания. Высококоэрцитивное состояние может возникнуть в ферромагнитных частицах только тогда, когда имеют место переходная или однодоменная структуры. Размер частиц, при которых возникают эти магнитные структуры, зависит от физических свойств ферромагнетика и в значительной степени определяется его магнитной анизотропией.

Эти представления позволяют лишь качественно судить о магнитной структуре высококоэрцитивных сплавов, многие важные детали этой структуры все еще остаются невыясненными. Именно поэтому для всей проблемы высококоэрцитивных сплавов важнейшее значение имеет дальнейшее всестороннее изучение магнитной структуры этого класса ферромагнетиков.

Более подробный обзор по данному вопросу опубликован в Трудах Института физики металлов [15].

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Шубина Л. А., Шур Я. С., Ж. техн. физ., 19, 88 (1949).
2. Штуркин Д. А., Шур Я. С., Ж. техн. физ., 19, 235 (1949).
3. Штуркин Д. А., Шур Я. С., Ж. техн. физ., 20, 1393 (1950).
4. Дрожжина В. И., Лужинская М. Г., Шур Я. С., Ж. техн. физ., 19, 95 (1949).
5. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— ГТТИ, М.—Л., 1948.
6. Шур Я. С., Баранова Н. А., Труды Ин-та фи ики металлов УФАН, 15, 19 (1954).
7. Fahlenbrach H., Naturwissenschaft, 42, 64 (1955).
8. Шур Я. С., Лужинская М. Г., Шубина Л. А., Фи . металлов и металловедение, 4, 54 (1957)
9. Шур Я. С., Лужинская М. Г., Шубина Л. А., Физ. металлов и металловедение, 4, 60 (1957).
10. Шур Я. С., Зотов Т. Д., Чеботарев И. А., Докл. АН СССР, 81, 387 (1951); Штольц Е. В., Шур Я. С., Докл. АН СССР, 95, 781 (1954).
11. Шур Я. С., Абельс В. Р., Докл. АН СССР, 104, 209 (1955); Фи . металлов и металловедение, 1, 11 (1955).
12. Шур Я. С., Штольц Е. В., Кандаурова Г. С., Физ. металлов и металловедение, 6, 420 (1958).
13. Шур Я. С., Штольц Е. В., Кандаурова Г. С., Физ. металлов и металловедение, 2, 569 (1956); Ив. АН СССР, сер. физ., 9, 1215 (1957).
14. Шур Я. С., Штольц Е. В., Кандаурова Г. С., Булатова Л. В., Физ. металлов и металловедение, 5, 234 (1957).
15. Шур Я. С., Труды Ин-та физики металлов УФАН, 20, 111 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. В. КИРЕНСКИЙ, М. К. САВЧЕНКО и А. М. РОДИЧЕВ

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В КРИСТАЛЛАХ ТРАНСФОРМАТОРНОЙ СТАЛИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАПРЯЖЕНИЙ

При помощи порошковых фигур Акулова — Биттера [1] исследовалось влияние упругих растяжений на доменную структуру кристаллов холоднокатанного трансформаторного железа (3,4% Si). Показано, что при растяжениях доменная структура существенно изменяется, причем характер этих изменений зависит от направления прилагаемой нагрузки. Изменения доменной структуры наблюдались также путем регистрации скачков Баркгаузена.

I. Проведение эксперимента

Для наблюдений выбирались кристаллы, поверхность которых совпадала с плоскостью типа (110). Образцы вырезались в виде полосок $0{,}5 \times 4 \times 60$ мм. Образцы отжигались в вакууме при 1000° в течение 3—4 час и затем электролитически полировались. Растяжение производилось механизмом, в котором один конец образца зажимался неподвижно, а другой — через салазки, и динамометр тянулся мотором. Наблюдение и фотографирование фигур производилось при помощи микроскопа МИМ-5. Регистрация скачков Баркгаузена осуществлялась искательной катушкой, надетой на образец, и пересчетными схемами ПС-64 с разрешающей способностью 6400 импульсов в секунду.

II. Результаты наблюдений

На поверхностях кристаллов, совпадающих с плоскостью (110), порошковые фигуры имеют вид параллельных линий, идущих в направлении оси легкого намагничивания, ближайшей к поверхности. Такой вид порошковых фигур говорит за то, что доменная структура состоит из плоскопараллельных слоистых доменов, расположенных в направлении порошковых линий и в этом же направлении намагниченных. Наиболее существенные изменения, происходящие с порошковыми фигурами, а значит, и с самими доменами, заключаются в следующем.

1. Растяжение вдоль направления [001]

Плоскопараллельные слоистые домены в одном и том же образце никогда не бывают равными по ширине, что является следствием остаточных напряжений, все же присутствующих в образцах, несмотря на длительный отжиг. Наложение растяжения на образец выравнивает общие напряжения на образце, и вследствие этого выравнивается и доменная структура.

При растяжении часто наблюдается деление слоистых доменов пополам вновь образующимися границами (рис. 1). Появление новых границ внутри доменов указывает на то, что намагниченность изменяет свое направление на обратное в отдельных участках кристалла, именно полностью перемагничивается объем кристалла, заключенный между вновь образовавшимися границами. Деление доменов вновь образующимися границами является следствием более общего явления сокращения доменов по ширине в результате увеличения при растяжении эффективной константы магнитной кристаллографической анизотропии. Очевидно, что такое

сокращение возможно только путем деления части доменов вновь образующимися границами. Следует заметить, что перемагничивание ряда доменов осуществляется не смещением границы, а, по-видимому, внезапной инверсией целых доменов.

2. Растяжение вдоль направления [110]

Напряжения, направленные в кристалле вдоль оси [110], полностью перестраивают первоначальную структуру доменов (рис. 2), и при достаточной величине натяжений появляются два новых типа фигур: горизонтальные и вертикальные полосы, которые назовем соответственно фигурами типа 1 и типа 2, причем вертикальные полосы состоят в свою очередь из мелкой мозаичной структуры. Оба типа фигур образуют между собой сложную замкнутую систему. При увеличении нагрузки фигуры типа 2 растут за счет сокращения объема фигур типа 1. Это говорит за то, что намагниченность в обоих типах фигур направлена перпендикулярно ходу полос. Промеры ширины полос фигур типа 1 показывают, что ширина этих полос линейно уменьшается с ростом логарифма напряжений. Ввиду такого исключительно характерного вида по данным фигурам можно определять напряжения в металле, и не только качественно, но и количественно.

Описанные изменения порошковых фигур связаны с перестройкой доменной структуры вследствие перераспределения легких осей в кристалле под действием напряжений. Первоначальная легкая ось [001] составляет с направлением растяжения угол 90°, а потому при наложении напряжений она заменяется осью [100] либо осью [010], которые хотя и не лежат в плоскости кристалла, но все же составляют с направлением растяжения угол, в два раза меньший.

Мелкозернистые образцы. До сих пор речь шла о таких кристаллах, каждый из которых составлял целый образец. Для сравнения были проведены такие же наблюдения и на образцах мелкокристаллических, с линейным размером зерен 1—1,5 мм. Ранее такая работа была выполнена Дикстра и Мартиусом [2], однако некоторые детали ими не были замечены. На малых кристаллах фигуры типа 2 появляются сначала на границах зерен, так как там бо́льшие по сравнению со всем зерном напряжения. В большинстве случаев появлению фигур типа 2 способствуют образующиеся на границах доменов типа 1 «капли» (рис. 2, *б*), причем объем этих капель с увеличением нагрузки увеличивается. При некотором напряжении капли настолько разбухают, что становятся неустойчивыми, с краев начинают раскрываться и «тянут» за собой мозаику, т. е. фигуры типа 2. Таким образом и увеличивается площадь, занимаемая этими фигурами на кристалле. Относительно намагниченности капель можно сказать, что они намагничены вдоль своей длинной стороны, т. е. так же, как и фигуры типа 2, причем на одной границе намагниченность всех капель направлена в одну и ту же сторону. Это подтверждается увеличением их размеров при продольном растяжении и отсутствием резких границ между ними и фигурами типа 2.

Кроме «капель», на границах между доменами типа 1 может образоваться еще один вид фигур — так называемые «цепочки». Они появляются при намагничивании кристалла полем, направленным вдоль этих границ. При этом при одном направлении поля цепочки образуются на одной половине всех границ (через одну), при повороте поля на 180° цепочки образуются на другой части границ. Намагниченность цепочек, как и капель, также направлена вдоль поля. Вид этих фигур показан на рис. 2, *в*. Появление этих фигур связано, по-видимому, с выходом на поверхность внутренних ферромагнитных областей, в то время как области типа 1 являются поверхностными.

В случае малых кристаллов, так же как и в случае больших, наблюдается, что ширина доменов типа 1 с ростом натяжения уменьшается.

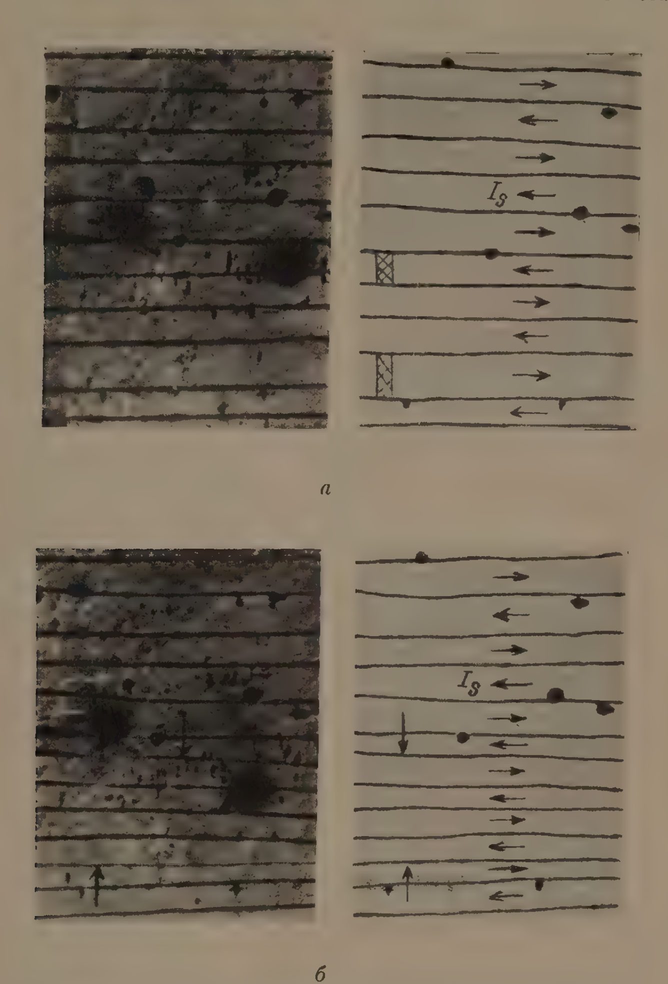


Рис. 1. Расщепление доменов вновь образующимися границами (отмечены стрелками). Направление растяжения горизонтальное. Увеличение 50 ×. Схема (справа) дает распределение намагниченности I_s в доменах. Напряжения σ в кг мм$^{-2}$: *а* — 10, *б* — 15

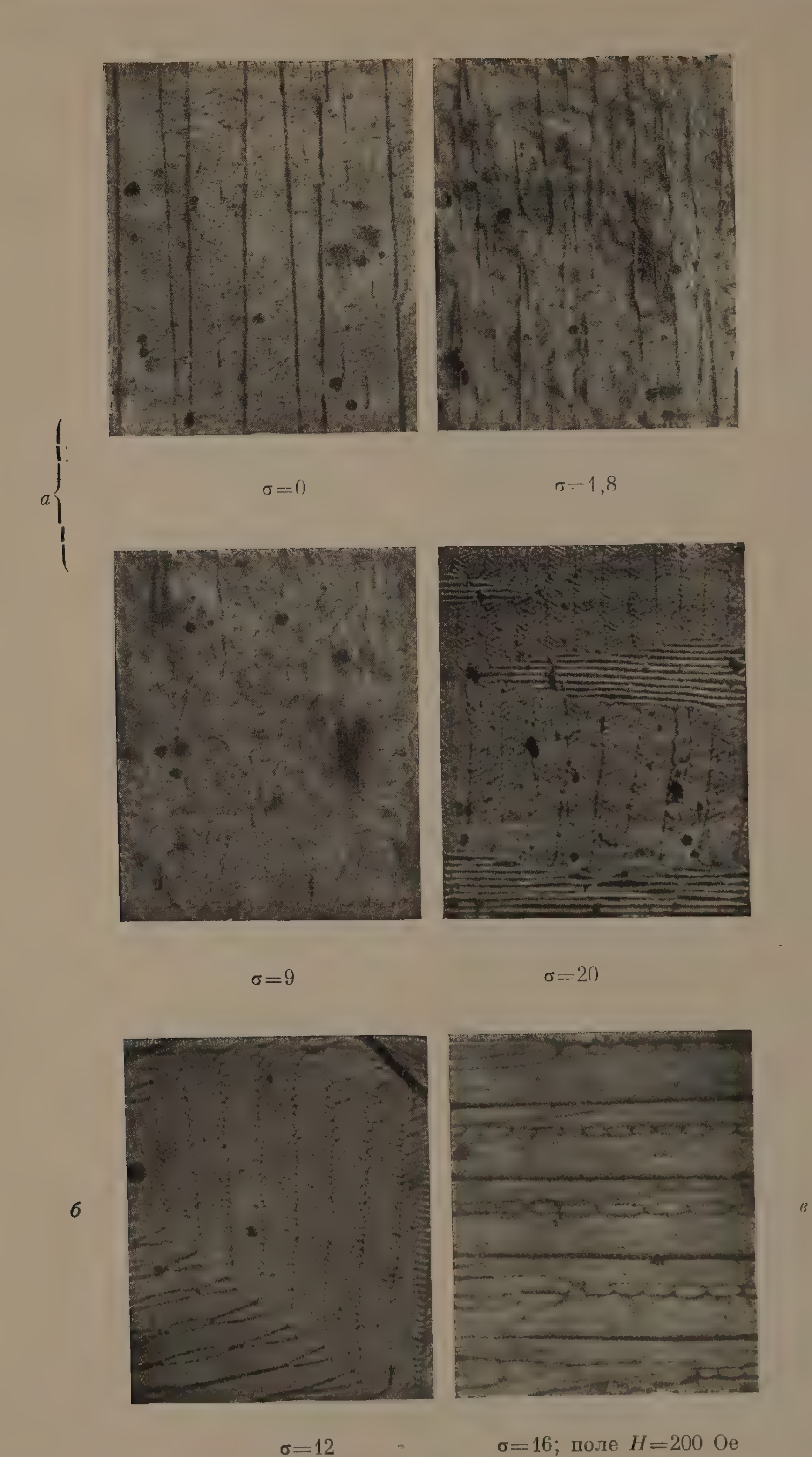
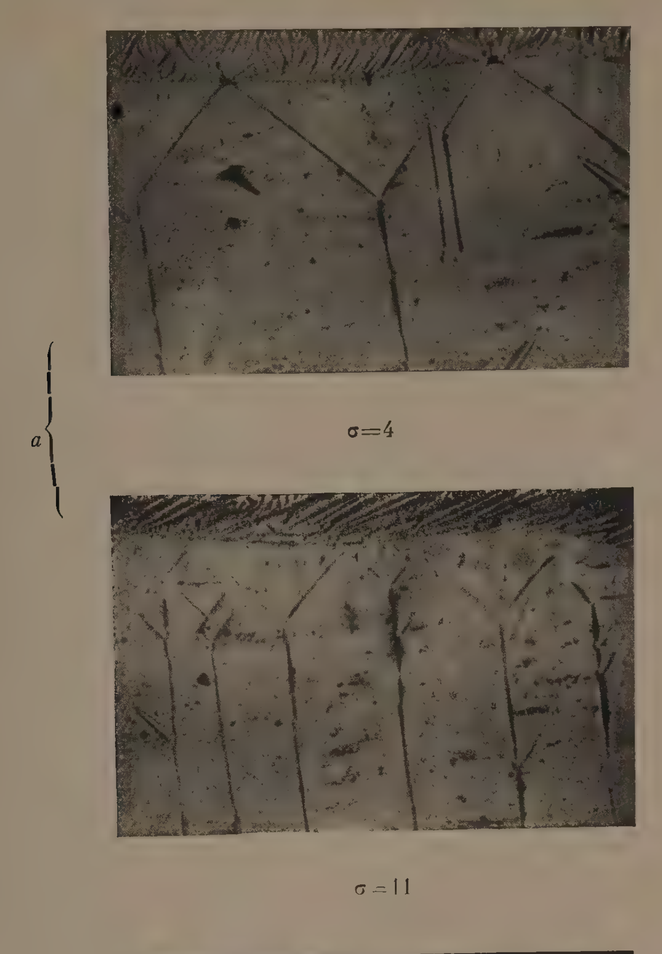


Рис. 2. Порошковые фигуры при растяжении вдоль оси [110] (напряжение σ в кг мм$^{-2}$); направление растяжения горизонтальное: *а* — перестройка структуры, увеличение 60× ; *б* и *в* — капли и цепочки на границах между доменами типа 1. Увеличение 150 ×



б



σ=12

Рис. 3. Перестройка доменов при растяжении (напряжение б в кг мм$^{-2}$): *а*—дробление замыкающих и основных доменов, направление растяжений горизонтальное; *б* — образование полюсов, направление растяжений вертикальное. Увеличение 150×

Однако какой-либо более или менее простой закономерности между шириной и величиной напряжений установить не удалось. Объясняется это, по-видимому, тем, что благодаря близости границ зерен к различным участкам зерна различные части его имеют различные напряжения. Кроме того, под действием напряжений, в результате перестройки доменной структуры, на границах кристаллов образуются магнитные поля рассеяния, которые также накладывают свой отпечаток на доменную структуру.

3. Растяжение вдоль направления [111]

При растяжении кристаллов вдоль направления трудного намагничивания доменная структура, как показывают наблюдения, изменяется аналогично случаю растяжения вдоль оси легкого намагничивания. Впрочем, надо отметить, что при больших натяжениях, так же как и в случае растяжения вдоль среднего направления, наблюдается поворот всей структуры на 90°. Более подробного исследования получающейся структуры провести не удается, так как порошковые фигуры в этом случае остаются еще слабо выраженными вплоть до предела упругости материала.

4. Порошковые фигуры на плоскости (100)

На кристаллах, поверхность которых совпадала с плоскостью типа (100), при растяжении исследовалось изменение доменов замыкающего типа. Исследования проводились на образцах с линейным размером зерен 1—1,5 мм. При совпадении направлений растяжений и намагниченности в призматических замыкающих доменах, последние растут. Однако их рост наблюдается только до некоторого предела, после которого они начинают дробиться на более мелкие домены, и соответственно уже новым призматическим доменам перестраивается и основная плоскопараллельная слоистая структура (рис. 3). При этом перемагничивание осуществляется не путем смещения границ, а, как уже указывалось выше, внезапным перемагничиванием значительных участков кристалла.

Если направление намагниченности в призматических доменах составляет с растяжением угол около 90°, то при растяжении домены сокращаются и вследствие этого на краях кристаллов образуются магнитные поля рассеяния. На рис. 3, *б* такие поля видны по скоплению магнитного порошка в промежутках между замыкающими доменами.

Приведенные фотографии фигур показывают, что плоскопараллельная слоистая структура ферромагнитных областей должна иметь замыкающие области, чтобы не могли возникнуть свободные поля рассеяния. В большинстве же случаев у мелкозернистых образцов на границах кристаллов нет замыкающих доменов (то же и в случае отсутствия напряжений в материале). Ферромагнитные области отдельных кристаллов устраиваются таким образом, что магнитные потоки из одного кристалла переходят в другой и т. д. Можно сказать, что доменная структура стремится распространиться через границу зерна. Это возможно, если соседние зерна имеют одинаковую или близкую кристаллографическую ориентацию. Небольшие поля рассеяния, возникающие вследствие не совсем точной одинаковости ориентировок, уменьшаются путем образования на границах «клиньев» или каких-либо других областей. На кристаллах, поверхность которых совпадает с плоскостью (100), замыкающие области образуются только в тех случаях, когда значительно отличается ориентировка соседних зерен.

5. Одновременное наблюдение порошковых фигур и регистрация скачков Баркгаузена при растяжении кристаллов

Несмотря на большие возможности метода порошковых фигур, изучение с его помощью доменной структуры обладает и некоторыми существенными недостатками. К числу их относятся: довольно значительная инерцион-

ность, возможность наблюдать только за поверхностью материала, малая поверхность наблюдения, а также малая применимость при исследованиях, связанных с изменениями температуры. Поэтому дальнейшее изучение доменной структуры магнитных материалов может быть плодотворным при сочетании метода порошковых фигур с каким-либо другим методом. В настоящей работе одновременно с наблюдением фигур была проведена и регистрация скачков Баркгаузена при растяжении монокристаллов вдоль различных кристаллографических направлений. Результаты показаны на рис. 4, где приведены кривые для зависимости числа скачков в 1 мм³ от величины нагрузки для четырех образцов. Ход кривых показывает следующее.

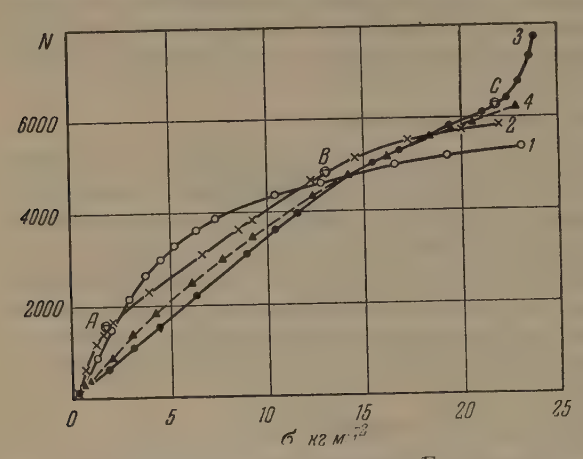


Рис. 4. Зависимость числа скачков Баркгаузена N от приложенных напряжений в направлениях [001] (кривая *1*), [110] (кривая *2*) и [111] (кривая *3*) для монокристалла; приведена также кривая *4* для поликристаллического образца

А. Растяжение вдоль [001]. Начальный крутой подъем кривой связан с устранением поверхностных доменов и интенсивным смещением границ между основными доменами в процессе выравнивания их ширины. В дальнейшем наблюдаются только незначительные смещения границ.

Б. Растяжение вдоль [110]. Начальный участок кривой связан с разрушением первоначальной структуры под действием напряжений. Этот процесс заканчивается около точки A. После точки A кривая испытывает излом (изгиб) и в дальнейшем идет прямолинейно до точки B. Участок AB, в соответствии с видом порошковых фигур на рис. 2, отвечает периоду, когда в кристалле отсутствует резко выраженная доменная структура (переходный период от полного устранения первоначальной структуры до появления доменов типа 1 и 2). В дальнейшем скачки дают домены типа 1 и 2.

В. Растяжение вдоль [111]. Ход кривой почти линейный до нагрузок порядка 22 кг мм$^{-2}$ (точка C). Доменная структура в этот период не испытывает каких-либо изменений, кроме параллельного перемещения границ и устранения поверхностных доменов. Резкий подъем кривой после точки C связан с перестройкой всей структуры.

На графике показана также кривая для поликристалла (нетекстурованное горячекатанное трансформаторное железо с линейным размером зерен 1—1,5 мм), которая не дает и не должна давать никаких резких изгибов, так как все направления равновероятны и число скачков определяется их суммой по всем направлениям. Приведенные кривые распределения скачков Баркгаузена показывают, что они отражают все изменения, происходящие с доменной структурой. Поэтому этот метод может быть особенно ценным при исследованиях в области низких и высоких температур, где применение порошкового метода затруднительно или совсем непригодно.

Цитированная литература

1. Акулов Н. С., Дехтяр М., Ann. Phys., 15, 750 (1932); Bitter F., Phys. Rev., 38, 1903 (1931); 41, 507 (1932).
2. Dijkstra L. J., Martius U. M., Rev. Mod. Phys., 23, 146 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. ЗАЙКОВА и Я. С. ШУР

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА ПОД ДЕЙСТВИЕМ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Известно, что магнитные свойства ферромагнетиков, определяемые процессами технического намагничивания, могут значительно изменяться под действием упругих напряжений. Это, по-видимому, обусловлено тем, что односторонние напряжения могут изменить характер суммарной анизотропии в кристалле, а вследствие этого, и всю его магнитную структуру. Подробное изучение изменения магнитной структуры под действием односторонних упругих напряжений позволит более глубоко понять процессы технического намагничивания в ферромагнетиках. Кроме того, такие исследования могут также дать много важных сведений о связи магнитной структуры ферромагнетиков с их кристаллической структурой. Следует отметить, однако, что до настоящего времени такого рода исследований проведено крайне мало [1, 2, 3].

В настоящей работе изучалось изменение магнитной структуры под действием упругих растягивающих напряжений. Целью работы являлось установление общих закономерностей изменения магнитной структуры ферромагнитных кристаллов при их упругом одностороннем растяжении.

Исследование проводилось методом порошковых фигур на крупнозернистых образцах кремнистого железа, содержащего около 3,5% Si. Образцы имели форму полосок длиной 40,0 мм, шириной 4÷5 мм и толщиной 0,1÷0,2 мм. Исследовались кристаллиты с различной ориентацией их поверхности относительно кристаллографических плоскостей кристалла, расположенные достаточно далеко от мест закрепления образца в растягивающем устройстве. Размер кристаллитов колебался от 1,0 до 0,2 мм. Растягивающее устройство, методика наблюдения и фотографирования порошковых фигур при растяжении образца описаны в работе [4].

Результаты наблюдений

Из многочисленных результатов наблюдения изменения вида порошковых фигур на поверхности кристаллитов с различной кристаллографической ориентацией под действием упругих растяжений рассмотрим подробнее два наиболее характерных случая: 1) поверхность образца близка к кристаллографической плоскости (001) и 2) поверхность образца близка к плоскости (011).

На рис. 1 приведены фотоснимки порошковых фигур, полученных на кристаллите, поверхность которого совпадает с плоскостью (001), т. е. в плоскости образца расположены два направления легкого намагничивания [100] и [010]*. Ориентация намагниченности I_s на всех фотоснимках указана стрелками. В исходном (не растянутом) состоянии (рис. 1, *а*) на поверхности кристалла видны две основные области, разделенные 180°-

* Обозначим тетрагональную ось кристалла, ближайшую к поверхности образца, осью [100], более отдаленную [010] наиболее отдаленную [001].

ной границей, параллельной оси [100], и I_s основных областей. На концах этой границы расположены замыкающие области треугольной формы, намагниченность которых параллельна оси [010]. Внутри основных областей имеется несколько субобластей.

При слабом растяжении кристалла параллельно оси [010], т. е. вдоль I_s замыкающих областей и перпендикулярно I_s основных областей, вначале наблюдается рост замыкающих областей и некоторое смещение границы между основными областями. Увеличение нагрузки приводит к значительному росту объема, занятого областями, I_s которых параллельны направлению растяжения. Появляются новые 180°-ные границы, параллельные направлению растяжения (рис. 1, *б*). Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к дальнейшему уменьшению объема области, невыгодно намагниченной по отношению к направлению растяжения (рис. 1, *в*) и разрастанию вновь появившихся основных областей. Для замыкания магнитного потока этих основных областей у левой границы кристалла возникают замыкающие области треугольной формы, результирующая намагниченность которых перпендикулярна линии растяжения. При достаточно большой нагрузке (рис. 1, *г*) почти полностью исчезает область в центре кристаллита, I_s которой перпендикулярна линии растяжения. Дальнейшее увеличение нагрузки приводит вначале к смещению некоторых границ, разделяющих вновь появившиеся основные области, и к уменьшению объема замыкающих областей (рис. 1, *д*), а затем к дроблению основных областей и исчезновению замыкающих областей (рис. 1, *е*). Существенно отметить, что при больших растягивающих нагрузках на концах основных областей возникают дополнительные области кинжаловидной формы (рис. 1, *е*). Эти области уменьшают энергию зарядов, расположенных на концах основных областей. При меньших нагрузках эту роль выполняют замыкающие области, существование которых при больших растягивающих нагрузках становится невыгодным, так как I_s этих областей перпендикулярна линии растяжения.

Слабое растяжение образца изменяет форму субобластей и ориентацию I_s в них. Большие нагрузки приводят к полному исчезновению субобластей. При снижении нагрузки наблюдаются необратимые изменения магнитной структуры. Это видно, например, из сравнения фотоснимков порошковых фигур, приведенных на рис. 1, *г* и *ж*, снятых при одинаковой величине удельной нагрузки ($\sigma = 9{,}5$ кг мм$^{-2}$), где фотоснимок 1, *г* получен при увеличении нагрузки, а 1, *ж* — при уменьшении ее. Границы между образовавшимися при растяжении основными областями не возвращаются в свои прежние положения. Кроме того, число границ на рис. 1, *ж* больше, чем на рис. 1, *г*. Дальнейшее снижение нагрузки сопровождается уменьшением числа границ, параллельных линии растяжения. Полное снятие нагрузки приводит к появлению в центре зерна области, I_s которой перпендикулярна линии действия растягивающих нагрузок (рис. 1, *з*), однако полного возвращения магнитной структуры к исходному виду при этом не наблюдается. Только после размагничивания образца магнитная структура кристаллита принимает исходный вид (рис. 1, *и*). Последнее свидетельствует о том, что наблюдающаяся необратимость магнитной структуры носит чисто магнитный характер и не связана с необратимыми изменениями в кристаллической решетке ферромагнетика под действием растяжения.

На рис. 2 представлены фотоснимки порошковых фигур, полученных на поверхности кристаллита, близкой к плоскости (011). Направление [100] несколько отклонено от поверхности образца; два других направления [010] и [001] расположены под большими углами к этой поверхности. В исходном состоянии (рис. 2, *а*) на поверхности кристаллита видны дополнительные области каплевидной формы, расположенные рядами. Ранее было принято [5], что в этом случае вся поверхность образца покрывается замыкающими областями, внутри которых расположены дополнительные каплевидные области. Границы между этими замыкающими областями рас-

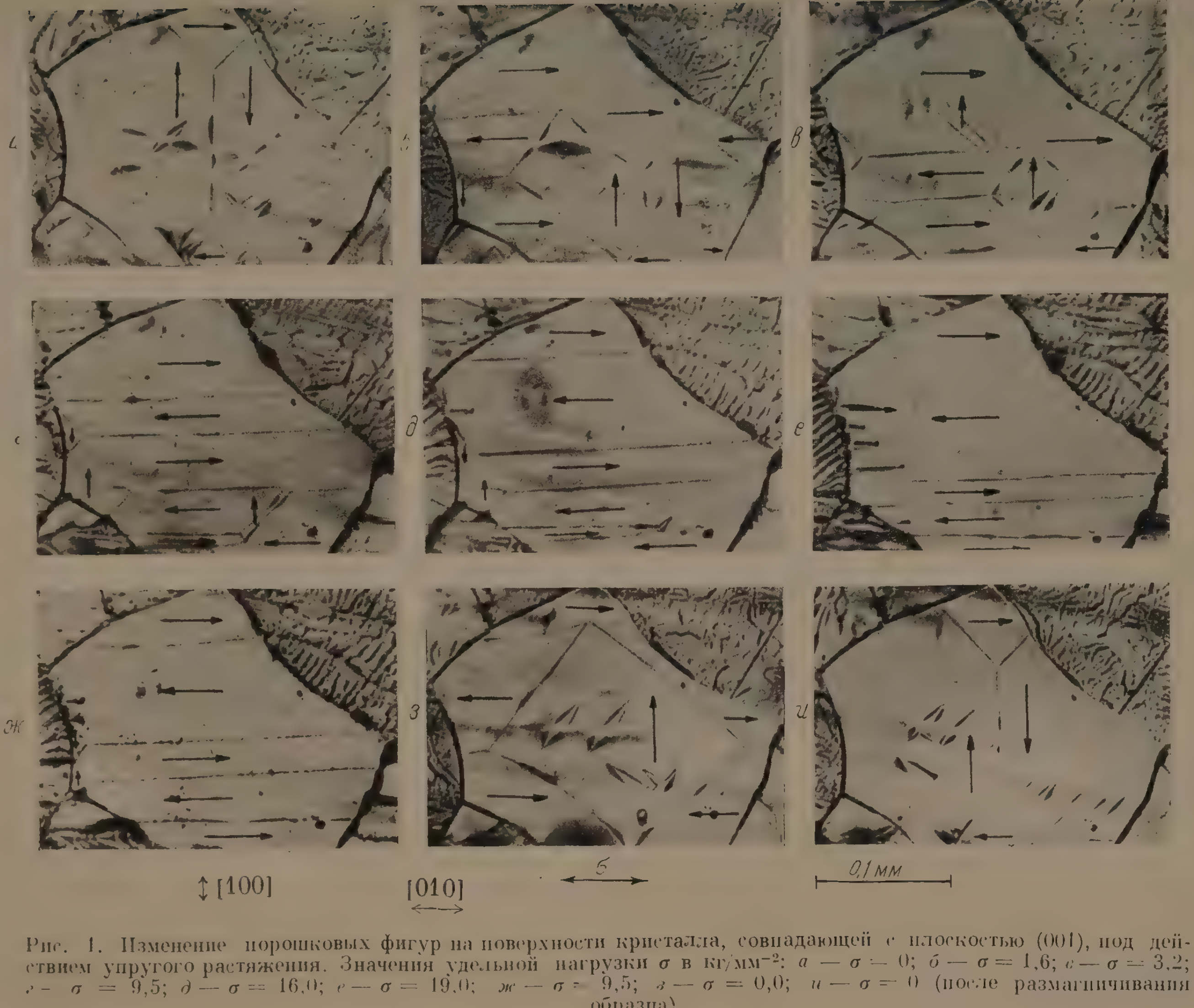


Рис. 1. Изменение порошковых фигур на поверхности кристалла, совпадающей с плоскостью (001), под действием упругого растяжения. Значения удельной нагрузки σ в кг/мм$^{-2}$: *а* — $\sigma = 0$; *б* — $\sigma = 1{,}6$; *в* — $\sigma = 3{,}2$; *г* — $\sigma = 9{,}5$; *д* — $\sigma = 16{,}0$; *е* — $\sigma = 19{,}0$; *ж* — $\sigma = 9{,}5$; *з* — $\sigma = 0{,}0$; *и* — $\sigma = 0$ (после размагничивания образца)

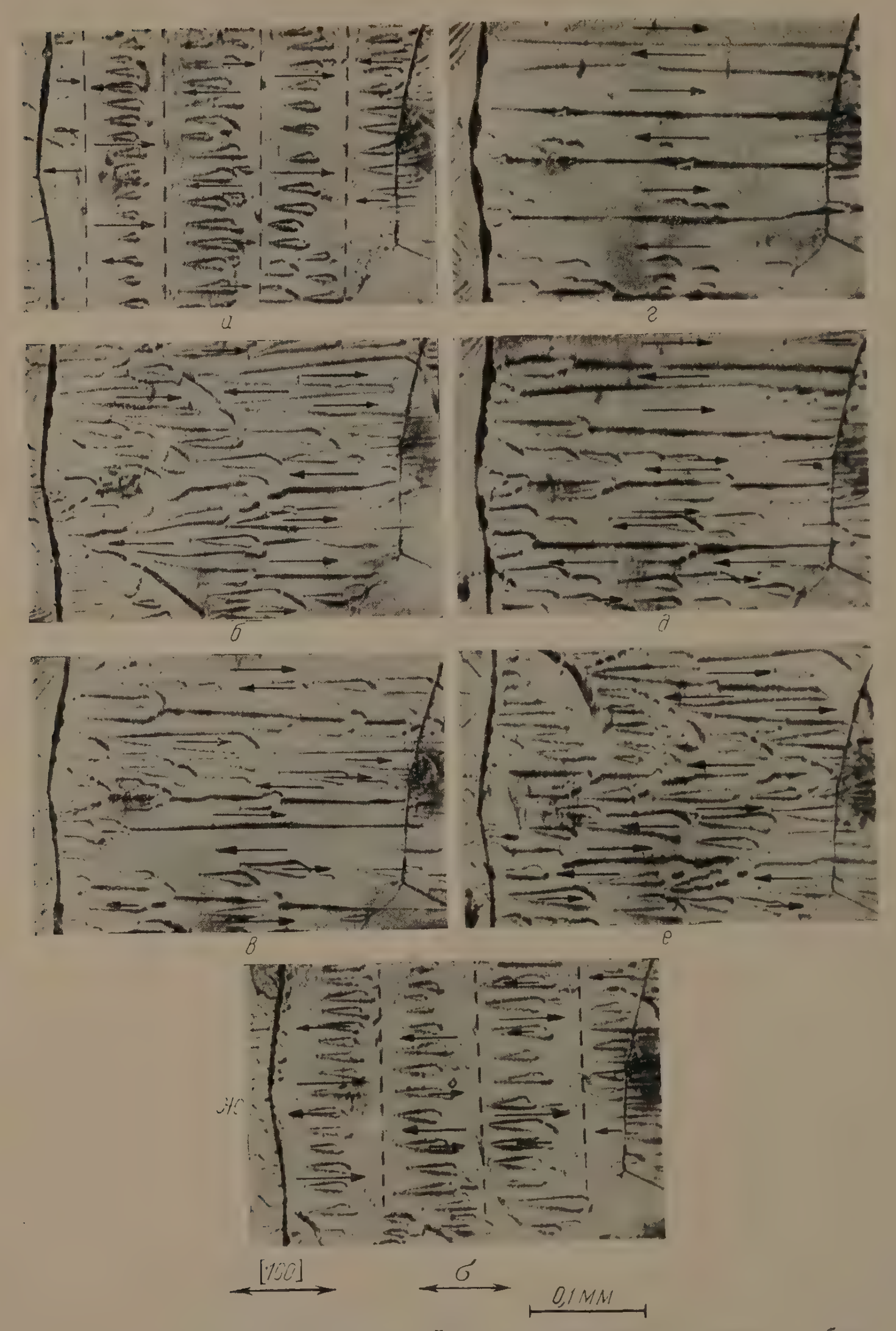


Рис. 2. Изменение порошковых фигур на поверхности кристалла, близкой к плоскости (011), под действием упругого растяжения. Значения удельной нагрузки σ в кг мм$^{-2}$: *а* — $\sigma = 0$; *б* — $\sigma = 2{,}0$; *в* — $\sigma = 4{,}7$; *г* — $\sigma = 12{,}5$; *д* — $\sigma = 4{,}7$; *е* — $\sigma = 0{,}0$; *ж* — $\sigma = 0$ (после размагничивания образца)

положены между рядами капель, но из-за малости полей рассеяния в этих местах не выявляются методом порошковых фигур (на рис. 2, *а* эти границы указаны пунктиром). I_s замыкающих областей параллельна оси [100] и перпендикулярна границам, разделяющим эти области. Основные области в этом случае намагничены вдоль оси [010] или оси [001] и не выходят на поверхность образца. Такая структура была названа структурой типа Б [5].

При растяжении кристаллита параллельно I_s замыкающих областей наблюдается сильное разрастание каплевидных областей (рис. 2, *б*). Вся поверхность кристаллита покрывается каплевидными дополнительными и разросшимися кинжаловидными областями (последние до растяжения образца были расположены у границы кристалла справа). Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к появлению границ, параллельных линии растяжения. Эти границы разделяют вновь возникшие основные области, I_s которых параллельны этим границам. Возникает магнитная структура типа А [5]. Вместе с этим значительно уменьшаются число и объем дополнительных областей (рис. 2,*в*). При дальнейшем росте нагрузки число основных областей увеличивается, при этом каплевидные области почти полностью исчезают (рис. 2,*г*).

При уменьшении растягивающей нагрузки наблюдается постепенное увеличение объема и числа каплевидных областей. Количество границ, параллельных линии растяжения, при этом уменьшается (рис. 2, *д* и *е*). Однако в этом случае, так же как и в предыдущем, при наложении и снятии нагрузки наблюдается необратимое изменение порошковых фигур. Это видно из сравнения рис. 2, *в* и *д*, полученных при одинаковой величине удельной нагрузки ($\sigma = 4{,}7$ кг мм$^{-2}$), где рис. 2, *в* получен при увеличении нагрузки, а рис. 2, *д* — при уменьшении ее. На рис. 2, *д* объем дополнительных областей меньше, а количество границ, параллельных линии растяжения, больше, чем на рис. 2, *в*. Необратимость заключается в данном случае также и в том, что структура типа А, возникшая в результате растяжения, остается и после полной разгрузки образца (рис. 2, *е*). На поверхности кристаллита видны 180°-ные границы и беспорядочно расположенные каплевидные дополнительные области. Последующее размагничивание образца приводит к исходному типу магнитной структуры (рис. 2, *ж*). Каплевидные области располагаются в ряды, перпендикулярные линии растяжения. Из сравнения рис. 2, *а* и *ж* следует, что наблюдаемые при наложении и снятии растягивающей нагрузки необратимые изменения магнитной структуры носят чисто магнитный характер и не связаны с необратимыми изменениями в кристаллической решетке ферромагнетика.

Анализ результатов наблюдения

Из приведенных наблюдений порошковых фигур следует, что под действием упругих напряжений происходит сложная перестройка в магнитной структуре кристаллов кремнистого железа. Попытаемся на основе анализа экспериментальных результатов установить общие закономерности изменения магнитной структуры при одностороннем упругом растяжении ферромагнитных кристаллов.

В кристалле со структурой типа А с замыкающими областями треугольной формы при растяжении его перпендикулярно I_s основных областей и параллельно I_s замыкающих областей наблюдается такая перестройка структуры, в результате которой ориентация I_s основных областей становится параллельной линии растяжения. Эта перестройка вызвана тем, что направление в кристалле, параллельное линии растяжения, становится легчайшим (рис. 1). Перестройка связана с положительным значением магнитострикции в кремнистом железе. В то же время, замыкающие области увеличиваются при растяжении кристалла параллельно I_s этих областей (рис. 1,*а* и *б*), сокращаются и даже исчезают при растяжении в пер-

пендикулярном направлении (рис. 1, *в* и *е*). В первом случае увеличение замыкающих областей объясняется тем, что растяжение делает энергетически более выгодным направление [010], лежащее в плоскости образца, вдоль которого производится растяжение и с которым совпадает $\mathbf{I}_s$ замыкающих областей. Вследствие этого, по мере увеличения нагрузки, перестраивается вся структура кристалла. Возникает структура плоскопараллельных основных областей, $\mathbf{I}_s$ которых параллельны этому направлению [010] и линии растяжения, с новыми замыкающими областями треугольной формы, в которых $\mathbf{I}_s$ перпендикулярна линии растяжения.

Во втором случае, уменьшение замыкающих областей и их исчезновение вызвано тем, что при растяжении образца существование областей, $\mathbf{I}_s$ которых перпендикулярен линии растяжения, становится энергетически невыгодным [2, 4].

При растяжении кристалла со структурой типа Б (рис. 2, *а*) параллельно проекции оси [100] на плоскость образца вначале наблюдается значительное увеличение объема каплевидных дополнительных областей (рис. 2, *б*). Это, по-видимому, связано с перестройкой всей магнитной структуры кристалла, так как растяжение приводит к тому, что направлением легчайшего намагничивания становится ось [100], вместо оси [010] или оси [001], как это было в исходном состоянии. Увеличение нагрузки приводит к изменению типа магнитной структуры: вместо структуры типа Б возникает структура типа А, при которой $\mathbf{I}_s$ основных областей становятся параллельными направлению [100] и линии растяжения (рис. 2, *б*). Дальнейшее увеличение нагрузки сопровождается уменьшением дополнительных областей (рис. 2, *г*). Это объясняется тем, что по мере роста нагрузки уменьшается угол между $\mathbf{I}_s$ и поверхностью кристалла. Последнее приводит к уменьшению магнитных зарядов на поверхности кристалла, а следовательно, к уменьшению и исчезновению дополнительных областей.

Под действием упругого растяжения, параллельного $\mathbf{I}_s$ основных областей, наблюдается смещение границ между ними (рис. 1, *г* и *д*) и дробление основных областей (рис. 1, *д* и *е* и рис. 2, *в* и *г*). Смещение границ можно объяснить тем, что при растяжении образца в кристалле возникают новые участки, где граничная энергия имеет минимальное значение. В эти места и передвигается граница. Дробление основных областей связано с увеличением полей рассеяния на границах кристаллита в направлении, параллельном линии растяжения и ориентации $\mathbf{I}_s$ основных областей. В этом явлении существенную роль играет также кристаллографическая ориентация соседних зерен.

В некоторых случаях при растяжении происходит изменение типа магнитной структуры (рис. 2, *а—в*). Эта перестройка магнитной структуры вызывается тем, что под действием растяжения тетрагональная ось, ближайшая к линии растяжения, становится осью легчайшего намагничивания.

При наложении и снятии растягивающей нагрузки наблюдается необратимое изменение магнитной структуры ферромагнитных кристаллов. Эта необратимость выражается в необратимом смещении границ между основными областями (рис. 1, *г—ж*), необратимом изменении замыкающих и дополнительных областей. Как правило, после разгрузки образца вид магнитной структуры отличен от исходной магнитной структуры (рис. 1, *а—з* и 2, *а—е*). Эта необратимость в изменении магнитной структуры связана с существованием в кристалле нескольких относительно устойчивых состояний магнитной структуры.

Выводы

Под действием упругого растяжения происходят значительные изменения в магнитной структуре кристаллов кремнистого железа. Эти изменения заключаются в смещении границ, изменении размеров дополнитель-

ных и замыкающих областей, изменения типа магнитной структуры и зависят от величины напряжений, вида исходной магнитной структуры и ориентации напряжений по отношению к кристаллографическим осям в кристалле.

Изменения магнитной структуры при растяжении кристалла происходят необратимым образом.

Полученные результаты качественно можно объяснить, если принять, что под действием упругих напряжений происходит поворот I_s в направление линии растяжения, в кристалле перераспределяются участки с минимальным значением граничной энергии и тетрагональная ось, ближайшая к направлению растяжения, становится направлением легчайшего намагничивания.

Можно предполагать, что качественно такой же характер изменения магнитной структуры под действием упругих напряжений будет иметь место в других мягких магнитных материалах. В особенности это относится к трехосным ферромагнетикам.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Williams H., Bozorth R., Shockley W., Phys. Rev., 75, 155 (1949).
2. Dykstra L., Martius U., Rev. Mod. Phys., 25, 146 (1953).
3. Киренский Л. В., Дылгеров В. Д., Савченко М. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1168 (1957).
4. Шур Я. С., Зайкова В. А., Физ. металлов и металловедение, 6, 545 (1958).
5. Шур Я. С., Абельс В. Р., Физ. металлов и металловедение, 1, 11 (1955).

И. Е. СТАРЦЕВА и Я. С. ШУР

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ОСТАТОЧНО НАМАГНИЧЕННОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПРИ РАЗМАГНИЧИВАНИИ ПЕРЕМЕННЫМ ПОЛЕМ

Введение

В работах [1, 2] было высказано предположение о некоторых особенностях магнитной структуры ферромагнетика в состоянии остаточной намагниченности (I_r) и о влиянии этих особенностей на устойчивость остаточной намагниченности. Это мнение возникло на основании изучения влияния кристаллической структуры ферромагнетика на величину остаточной намагниченности и на ее устойчивость против различных видов размагничивающих воздействий.

Как известно, экспериментально определенные значения I_r, как правило, гораздо ниже теоретических, вычисленных в предположении, что остаточная намагниченность получается в результате поворота вектора самопроизвольной намагниченности I_s из направления, параллельного полю, предварительно намагничивающему образец до насыщения, в направление легкого намагничивания, ближайшее к ориентации этого поля. В работах [1, 2] было высказано предположение, что различие экспериментальных и теоретических значений I_r обусловлено главным образом тем, что наряду с основными магнитными областями, у которых I_s ориентирован вдоль направлений легкого намагничивания, ближайших к направлению поля, предварительно намагничивающего образец, в состоянии остаточной намагниченности существуют также дополнительные и обратные магнитные области, в которых ориентация I_s отличается от ориента-

ции этого вектора в основных областях. Полученные экспериментальные результаты позволили также предполагать, что дополнительные и обратные области играют определяющую роль в процессе разрушения остаточной намагниченности различными размагничивающими воздействиями.

Целью настоящей работы является проверка этих предположений путем непосредственного наблюдения магнитной структуры ферромагнетика как в состоянии остаточной намагниченности, так и при разрушении остаточной намагниченности при помощи переменного магнитного поля.

1. Исследуемые образцы и методика наблюдений

Исследования проводились на поликристаллических образцах кремнистого железа (4% Si). Линейные размеры отдельных кристаллитов равнялись 0,5÷2,0 мм. Образцы имели кольцевую форму; это исключало саморазмагничивание образца, которое происходит в образцах незамкнутой формы. Внешний диаметр колец равнялся 40 мм, внутренний —28 мм, толщина составляла 0,1÷0,2 мм.

Непосредственное наблюдение магнитной структуры осуществлялось при помощи метода порошковых фигур. Подготовка поверхности образцов и изготовление магнитной суспензии производились по методике, описанной в работах [3, 4].

Образцы намагничивались в постоянном циркулярном магнитном поле. Для размагничивания образцов применялись циркулярные переменные поля технической частоты.

Качественная оценка величины $\mathbf{I}_r$ производилась по виду поверхностной магнитной структуры. При этом в наших образцах, имеющих толщину не более 0,2 мм, границы между основными областями проходили через всю толщу кристалла. Качественная оценка степени устойчивости остаточно намагниченного состояния производилась по величине переменного поля, вызывающего заметную перестройку магнитной структуры, в результате которой уменьшается величина $\mathbf{I}_r$.

2. Результаты наблюдения порошковых фигур

Для выяснения особенностей магнитной структуры остаточно намагниченных ферромагнетиков наблюдения проводились на большом числе кристаллитов, имеющих различную кристаллографическую ориентацию поверхности. При этом было обнаружено, что вид магнитной структуры в остаточно намагниченном состоянии определяется кристаллографической ориентацией поверхности кристаллита; ориентацией поля, предварительно намагничивающего образец, по отношению к кристаллографическим осям; а также кристаллографической ориентацией соседних кристаллитов.

Если поверхность кристаллита точно совпадает с кристаллографической плоскостью, содержащей хотя бы одно направление легкого намагничивания, и предварительное намагничивание образца производится полем, параллельным этому направлению, то в остаточно намагниченном состоянии на поверхности кристаллита обычно не наблюдается обратных и дополнительных областей. Иногда встречаются только дополнительные области на краях кристаллита, а также субобласти, возникающие около дефектов. В таком кристаллите величина остаточной намагниченности близка к намагниченности насыщения. В размагниченном состоянии такой кристаллит разбивается на несколько антипараллельных областей, так что суммарная намагниченность оказывается равной нулю. Количество этих областей и их размер определяются геометрией кристаллита.

Если направление легкого намагничивания отклоняется от поверхности кристаллита на некоторый небольшой угол, на поверхности возникают дополнительные области различных видов («капли», «елочки», «стволы», «кинжалы», «гребенки» и т. п.). Такого же вида дополнительные области наблюдались на поверхности размагниченных кристаллов [5,6]. Вид дополнительных областей определяется ориентацией поверхности образца

относительно кристаллографических осей и ориентацией поля, предварительно намагничивающего кристалл.

В том случае, когда поверхность образца совпадает с кристаллографической плоскостью, содержащей два направления легкого намагничивания, магнитная структура в остаточно намагниченном и в размагниченном состояниях может различаться по своему виду. Так, например, нами наблюдались такие случаи, когда в размагниченном состоянии кристалл разбивается на ряд антипараллельных основных областей, отделенных друг от друга 180°-ными границами, а в остаточно намагниченном состоянии (после намагничивания полем, ориентированным под углами 45° к обоим направлениям легкого намагничивания, и параллельным поверхности кристалла) кристалл состоит из плоскопараллельных доменов, причем векторы $\mathbf{I}_s$ соседних доменов составляют друг с другом углы, равные 90° [7].

По мере увеличения угла между направлением легкого намагничивания и поверхностью кристаллита увеличиваются количество и объем поверхностных дополнительных областей, а также возникают обратные магнитные области, в которых $\mathbf{I}_s$ ориентирован антипараллельно вектору намагниченности основных областей.

Возникновение обратных и дополнительных областей и приводит к тому, что экспериментально измеренные значения I_s всегда ниже теоретически рассчитанных.

При изучении изменений магнитной структуры ферромагнетика под действием переменного магнитного поля было установлено, что в отдельных кристаллитах устойчивость магнитной структуры против размагничивающего переменного поля определяется кристаллографической ориентацией поверхности кристаллита и ориентацией поля, размагничивающего образец.

Если поверхность кристаллита точно совпадает с кристаллографической плоскостью, содержащей направление легкого намагничивания (т. е. в остаточно намагниченном состоянии кристаллит не содержит дополнительных и обратных областей), его магнитная структура наиболее устойчива. Для размагничивания такого кристаллита требуется переменное поле с относительно большой максимальной амплитудой. Следует отметить, что нередко в таких кристаллитах появление обратных областей вызвано возникновением обратных областей в соседних кристаллитах.

Субобласти обычно не превращаются в обратные области, т. е. они не являются зародышами перемагничивания.

Когда имеет место отклонение поверхности кристаллита от кристаллографической плоскости, содержащей направление легкого намагничивания, и в остаточно намагниченном состоянии на поверхности образца имеются дополнительные области, процесс разрушения остаточной намагниченности облегчается. Под действием переменного поля наблюдается рост некоторых дополнительных областей, превращение их в обратные области и последующее дробление обратных областей.

Наиболее легко осуществляется размагничивание кристаллита в том случае, когда в остаточно намагниченном состоянии существуют обратные области. При этом в самых слабых переменных полях наблюдается смещение границ областей. Такое явление легко понять, если учесть, что при смещении границ обратных областей часто не требуется заметного изменения площади границ, в то время как превращение дополнительных областей в обратные всегда сопряжено со значительным увеличением площади междоменных границ.

В качестве иллюстрации процесса разрушения остаточной намагниченности рассмотрим, как происходит изменение порошковых фигур на поверхности одного из кристаллитов под действием переменного поля. Поверхность этого кристаллита близка к плоскости (110). Направление легкого намагничивания составляет некоторый угол с поверхностью

образца. Намагничивающее поле параллельно направлению легкого намагничивания. В остаточно намагниченном состоянии весь кристалл представляет собой одну основную магнитную область, намагниченную вдоль направления легкого намагничивания. Кроме того, на поверхности кристалла видны дополнительные области в форме «капель» и «клиньев» (рис. 1), в которых векторы намагниченности ориентированы антипарал-

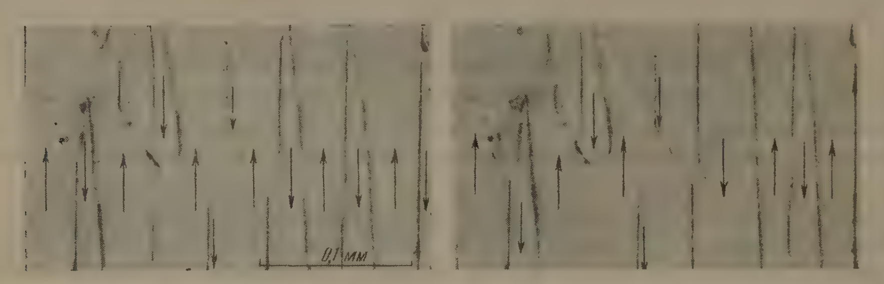


Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. Остаточно намагниченное состояние после намагничивания постоянным полем ↑ H; поверхность кристалла близка в плоскости (110); ↑ [001]

Рис. 2. То же после воздействия переменным полем с максимальной амплитудой 0,3 Ое

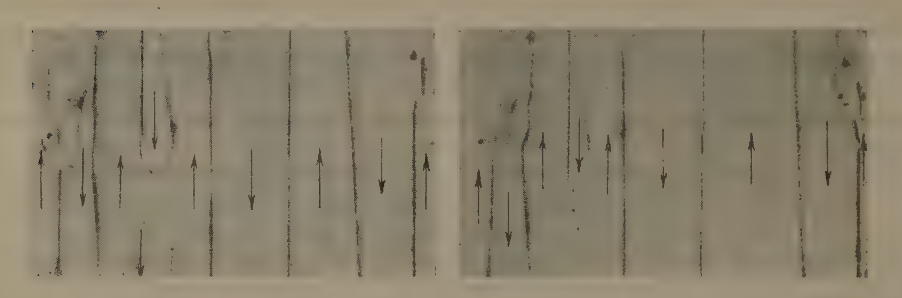


Рис. 3 Рис. 4

Рис. 3. То же после воздействия переменным полем с максимальной амплитудой 0,7 Ое

Рис. 4. То же после воздействия переменным полем с максимальной амплитудой 0,9 Ое

лельно намагниченности основной области. Под действием слабого переменного поля одна из дополнительных областей превращается в обратную область (рис. 2). При дальнейшем увеличении максимальной амплитуды переменного поля эта обратная область расширяется, внутри нее возникает новая основная область, в которой ориентация намагниченности совпадает с ориентацией намагниченности в исходной основной области (рис. 3). Дальнейшее увеличение максимальной амплитуды переменного поля вызывает смещения границ между этими вновь возникшими магнитными областями (рис. 4).

Таким образом, в размагниченном состоянии данный кристаллит содержит ряд антипараллельно намагниченных доменов.

Следует отметить, что при повторном намагничивании образца одним и тем же магнитным полем магнитная структура в остаточно намагниченном состоянии в деталях не воспроизводится. Точно так же нет повторяемости в изменении магнитной структуры кристаллита при повторном размагничивании одним и тем же переменным полем.

В поликристаллических образцах на доменную структуру отдельных кристаллитов, находящихся в остаточно намагниченном состоянии, и на процесс изменения этой структуры под действием переменного поля оказывает

существенное влияние кристаллографическая ориентация соседних зерен. Это влияние усиливается с уменьшением размера зерна.

Более подробные данные о виде магнитной структуры в остаточно намагниченном состоянии и изменении этой структуры при размагничивании переменным полем приведены в работах [7, 8].

Выводы

На основании наблюдений порошковых фигур на поверхности отдельных кристаллитов поликристаллических образцов можно сделать следующие выводы.

1. В остаточно намагниченном состоянии в кристаллах наряду с основными магнитными областями, в которых вектор намагниченности ориентирован вдоль направления легкого намагничивания, ближайшего к ориентации поля, предварительно намагничивающего образец,— существуют обратные магнитные области, а также дополнительные области, различных видов, в том числе и субобласти. Наличие этих областей и приводит к дополнительному снижению величины остаточной намагниченности по сравнению с теоретически рассчитанным значением.

2. Вид магнитной структуры в состоянии остаточной намагниченности зависит от кристаллографической ориентации поверхности кристалла и от ориентации поля, предварительно намагничивающего образец, по отношению к кристаллографическим осям.

3. Дополнительные и обратные области, существующие в остаточно намагниченном кристалле, снижают устойчивость его магнитной структуры против размагничивающих воздействий.

4. Субобласти обычно не превращаются в обратные области.

5. Процесс изменения магнитной структуры остаточно намагниченного кристалла при размагничивании переменным полем происходит следующим образом: некоторые поверхностные дополнительные области, разрастаясь, превращаются в обратные области. Последние расширяются по мере увеличения амплитуды переменного поля. Иногда при еще бо́льших переменных полях наблюдается также дробление обратных областей.

6. В поликристаллах на вид магнитной структуры отдельных кристаллитов в состоянии остаточной намагниченности и на процесс ее изменения при размагничивании оказывает заметное влияние кристаллографическая ориентация соседних зерен.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Шур Я. С., Старцева И. Е., Физ. металлов и металловедение, 2,568 (1956).
2. Шур Я. С., Старцева И. Е., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1240 (1957).
3. Williams H. J., Bozorth R. M., Shockley W., Phys. Rev., 75, 155 (1949).
4. Elmor W. C., Phys. Rev., 54, 1092 (1938).
5. Шур Я. С., Абельс В. Р., Физ. металлов и металловедение, 1, 5 (1955).
6. Шур Я. С., Абельс В. Р., Физ. металлов и металловедение, 1, 11 (1955).
7. Старцева И. Е., Шур Я. С., Труды Института физики металлов УФАН, вып, 20, 125 (1958).
8. Шур Я. С., Старцева И. Е., Физ. металлов и металловедение 6, 614 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. М. ПУЗЕЙ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ

1. При использовании ферромагнитных материалов мы сталкиваемся с явлением сильной зависимости их магнитных свойств от температуры. В магнитно мягких материалах повышение температуры ведет, как правило, к повышению проницаемости, и наоборот. Если точка Кюри лежит далеко от области рабочих температур, то эта температурная зависимость проницаемости, а также коэрцитивной силы обусловлена прежде всего температурной зависимостью констант магнитной анизотропии и магнитострикции. Особенно сильное влияние оказывает энергия анизотропии, так как она может изменяться с температурой в широких пределах, между тем, как магнитострикция изменяется при этом значительно слабее.

В работе [1] было обнаружено явление обратной температурной зависимости энергии анизотропии у бинарного сплава Ni_3Fe и у него же с добавкой 4% Cu, а также в сплавах типа Мо-пермаллоя, причем в первых двух сплавах — в состоянии после закалки от 600° в масле, а в последних — в состоянии с некоторой степенью упорядочения.

Нейтронографические исследования дальнего порядка в сплавах типа Мо-пермаллоя [2] показали, что дальний порядок в этих сплавах отсутствует даже после 25-суточного отжига в интервале температур 500÷300°, между тем, как магнитная анизотропия изменяется при этом практически от 0 до 10^4 эрг/см$^{-3}$. Таким образом, превращения в сплаве, обусловливающие сильное изменение магнитной анизотропии, являются превращениями типа ближнего порядка.

Отсюда можно сделать также вывод, что силы, создающие магнитную анизотропию, являются силами локальными, ближнедействующими.

Это можно понять и с квантовой точки зрения. Согласно Вонсовскому [3], средняя обменная энергия сплава определяется следующим образом:

$$A = \frac{A_{aa}N_{aa} + A_{bb}N_{bb} + A_{ab}N_{ab} + A_{ba}N_{ba}}{N_{aa} + N_{bb} + N_{ab} + N_{ba}},$$

где $A_{aa}A_{bb}$— обменные энергии компонентов сплава a и b, A_{ab}, A_{ba}— обменные энергии *пар* a и b, $N_{aa}...N_{ba}$ — полное число пар, соответствующих ближайших атомов.

При учете спин-спинового и спин-орбитального взаимодействия обменное взаимодействие можно рассматривать как анизотропное, и обменный интеграл заменится тензором обменного взаимодействия [4]. Однако выражение для средней обменной энергии сплава, данное Вонсовским, остается справедливым. Учитывая то, что обменное взаимодействие в основном определяется обменным взаимодействием ближайших соседей, можно ожидать, что превращения типа ближнего порядка будут сильно влиять на энергию анизотропии, что и наблюдается на опыте.

Из формулы для средней обменной энергии сплава видно, что если компоненты сплава имеют константы анизотропии разных знаков, то при некоторых концентрациях можно ожидать нулевой анизотропии сплава. Это наблюдается, например, в сплавах Ni-Fe с 27% Fe [5], Fe-Co с 56%

Fe [6] и в др. Если считать, что чистые компоненты имеют константы анизотропии разных знаков и температурная зависимость констант обычна, то для сплава можно ожидать появления обратной в некотором температурном интервале зависимости констант магнитной анизотропии. Это явление должно особенно отчетливо проявляться при малых значениях энергии анизотропии, т. е. в области, близкой к магнитноизотропному состоянию, когда даже небольшие изменения энергии анизотропии могут изменить температурный ход.

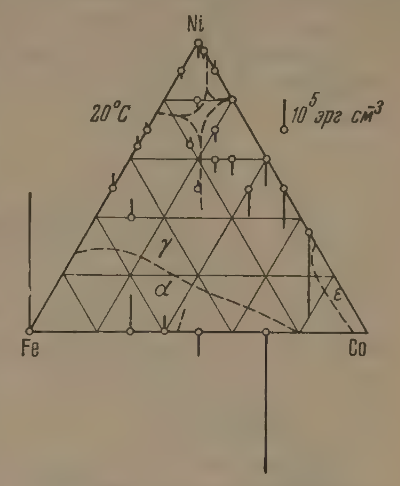


Рис. 1. Константы магнитной анизотропии для некоторых сплавов Fe-Co-Ni

Среди магнитных сплавов сплавы с магнитноизотропным состоянием не являются редкостью. На рис. 1 показаны константы анизотропии некоторых сплавсв системы Ni — Fe — Co [6]. Мы видим, что в этой тройной системе имеется множество концентраций, при которых имеет место магнитноизотропное состояние сплавов. Если учесть влияние процесса упорядочения, то количество таких концентраций еще более увеличивается. Это можно видеть на примере сплавов Ni-Fe [5], для которых магнитноизотропные сплавы можно получить уже не при одной концентрации, а в интервале от 28 до 42% Fe. Аналогичная картина, вероятно, имеет место и для сплавов Fe-Co, а также и сплавов типа перминвар, где также наблюдаются процессы упорядочения.

В работе [1] нами была доказана возможность температурной стабилизации магнитных свойств Mo-пермаллоя. В данной работе установлено, что, используя своеобразную температурную зависимость энергии анизотропии, этот метод температурной стабилизации можно распространить на многие магнитномягкие сплавы.

2. Методика измерений магнитной анизотропии монокристаллических образцов приведена в работе [1], поэтому ее описание здесь не дается.

3. Исследование температурной зависимости констант магнитной анизотропии сплавов вблизи их изотропного состояния показывает, что, как правило, в некотором температурном интервале наблюдается обратный ход.

В работе [1] была приведена кривая температурной зависимости константы анизотропии сплава Ni-Fe, у которого обратная температурная зависимость имеет место в интервале температур $+60 \div -196°$.

Поскольку по мере увеличения степени упорядочения в сплаве концентрация магнитно-изотропного сплава смещается в сторону железа, то и обратная температурная зависимость, по-видимому, смещается в ту же область концентраций.

Из рис. 1 мы видим, что сплав Fe-Co обладает магнитной изотропией при концентрации 44% Co.

На рис. 2 показана температурная зависимость константы анизотропии сплава: 57,3% Fe и 42,7% Co.

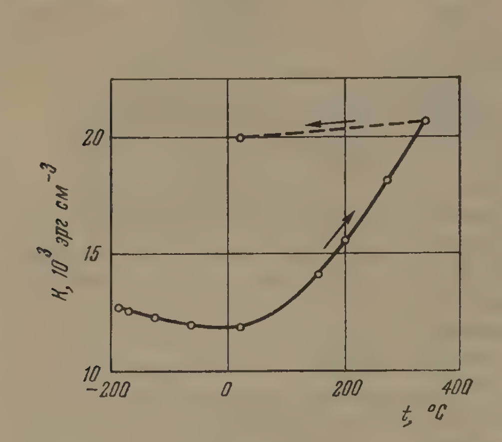
В области температур $-200 \div 0°$ наблюдается слабое возрастание константы; здесь температурный ход нормален. В области от 0° и выше наблюдается аномальный ход; при более высоких температурах происходит процесс упорядочения, приводящий к необратимым изменениям константы.

Как и в случае сплавов Ni-Fe, при упорядочении следует ожидать смещения концентрации магнитноизотропного сплава и обратного температурного хода анизотропии в сторону Co.

По данным [6], сплав Ni-Co магнитно изотропен при концентрациях 5 и 18% Co.

На рис. 3, 4 и 5 показана температурная зависимость констант магнитной анизотропии сплавов Ni-Co с содержанием Co 5,3, 19 и 25%.

В сплаве с 5,3% Co в области —40 ÷ +50° имеет место обратный температурный ход (рис. 3).



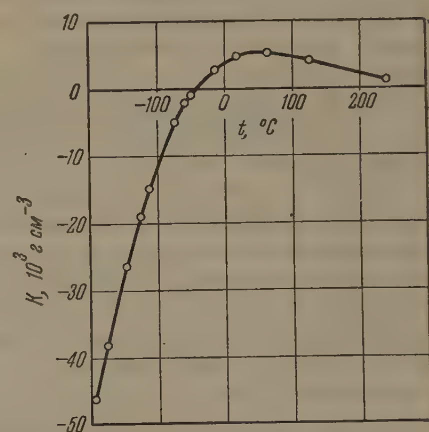


Рис. 2 Рис. 3

Рис. 2. Зависимость константы магнитной анизотропии K сплавов 57,3% Fe, 42,7% Co от температуры после закалки от 800° в масле

Рис. 3. Зависимость константы магнитной анизотропии K сплавов 5,3% Co, 94,7% Ni от температуры

В сплаве с 19% Co обратный температурный ход наблюдается от —40 до +150° (рис. 4). В сплаве с 25% Co ход анизотропии аномален от +20° и ниже (рис. 5).

Длительный низкотемпературный отжиг от 500 до 400° в течение 5 суток сплавов Ni и Co не привел к существенным изменениям анизотропии.

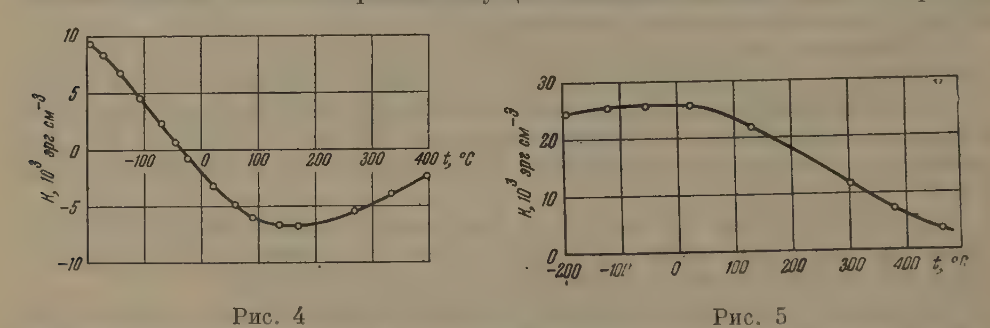


Рис. 4 Рис. 5

Рис. 4. Зависимость константы магнитной анизотропии K сплава 19,0% Co, 81% Ni от температуры

Рис. 5. Зависимость константы магнитной анизотропии K сплава 25,0% Co, 75% Ni от температуры

По-видимому, сплавы Ni-Co при этой обработке не упорядочиваются или упорядочиваются весьма слабо.

Интересно отметить, что, согласно рис. 1, сплавы с концентрациями от 5 до 18% Co имеют при комнатной температуре положительную анизотропию, хотя анизотропия никеля и кобальта (в гранецентрированной решетке) отрицательна. На рис. 6 показана температурная зависимость константы анизотропии сплава с 10,2% Co (остальное Ni). Никаких аномалий здесь не наблюдается, температурный ход таков же, как и у чистых металлов, например железа. Вероятно, здесь анизотропия в большей части определяется корреляционными членами $A_{ab}N_{ab}$ и $A_{ba}N_{ba}$.

На рис. 7 показана зависимость константы анизотропии Мо-пермаллоя (78,3% Ni, 17,9% Fe, 3,8% Mo при +20° и —196°) от температуры изотермического отжига. Они получены после отжигов с понижающейся температурой, в то время как кривые (*1* и *2*) — при повышении температуры отжига. Нижние кривые (*1′* и *2′*) соответствуют более коротким выдержкам [1].

В температурном ходе здесь можно выделить три участка. Рассмотрим нижние кривые *1′* и *2′*. При изотермических выдержках от 435° и ниже, а также от 490° и выше в интервале температуры отжига +20÷

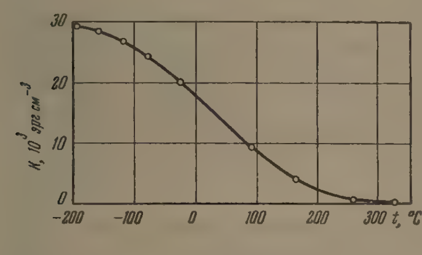


Рис. 6

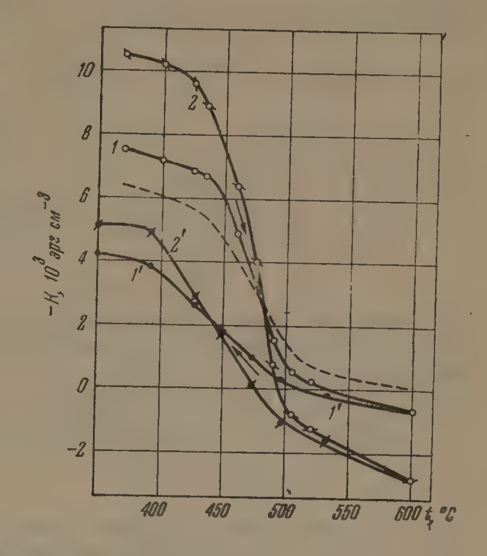


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость константы магнитной анизотропии *K* сплава 10,2% Co, 89,8% Ni от температуры

Рис. 7. Зависимость константы магнитной анизотропии *K* образца сплава 78,3% Ni, 17,9% Fe, 3,8% Mo от температуры изотермического отжига *t*°C. Константа измерена при температурах: + 20° (*1* и *1′*),— 195,8° (*2* и *2′*)

÷ — 196° имеет место нормальный температурный ход. В интервале температур изотермических выдержек от 435 до 475° наблюдается обратный температурный ход. От 475 до 520° константа анизотропии меняет знак. Подробная температурная зависимость после различных изотермических обработок в соответствии с верхними кривыми рис. 7 показана в работе [1]*.

Сильная зависимость константы анизотропии Мо-пермаллоя от степени ближнего порядка объясняется изменением чисел $N_{aa} \ldots N_{ba}$. При увеличении степени порядка увеличиваются N_{ab}, N_{ba}, в то время как при разупорядочении увеличиваются N_{aa}, N_{bb}, а N_{ab}, N_{ba} уменьшаются, т. е. в разупорядоченном состоянии более проявляются индивидуальные свойства компонент.

4. Обнаружение и исследование обратной температурной зависимости энергии магнитной анизотропии позволило разработать метод температурной стабилизации магнитных свойств сплавов.

А. М о-п е р м а л л о й. В дополнение к работе [4] были исследованы магнитные свойства обычного Мо-пермаллоя стандартного состава, а также других, близких по составу, сплавов (всего семь образцов). Их состав приведен в табл. 1.

Одним и тем же по составу образцам в виде ленточных тороидов или шайб (толщина 0,35 мм) были даны последовательно две термические обработки в вакууме: 1) 1100°—3 час, охлаждение 200° в час— до 600°, далее в контейнере на воздухе; 2) 600°—3 час, 530°—24 час, 490°—36 час, 470°—36 час, далее охлаждение в струе воздуха.

Первая обработка является стандартной; вторая обработка полностью соответствует нижним кривым *1′* и *2′* рис. 7. После этих обработок были измерены магнитные свойства при температурах —196°, +20°, +100°.

* См. рис. 9 и 10 в работе [1].

Таблица 1

Состав исследованных сплавов типа Mo-пермаллоя

№ образца	Состав. % Ni	Mo	Si	Mn	C	Fe
1						
2	79,0	3,8	0,15—0,3	0,3—0,6	0,03	остальное
3						
4						
5	80,71	3,58	0,23	0,64	0,03	
6	80,35	4,19	0,19	0,64	0,03	
7						

Температурную стабильность магнитных свойств будем характеризовать величиной проницаемости в постоянном поле, близком к полю максимальной проницаемости. Этот способ ближе к реальным условиям работы материала, чем сравнение максимальных проницаемостей.

Были получены следующие результаты, приведенные в табл. 2.

Таблица 2

Магнитная проницаемость в (Gs Oe^{-1}) в постоянном поле сплавов типа Mo-пермаллоя при разных температурах

№ образца	Толщина, мм	Обработка по режиму 1: поле H, Oe	−196°	+20°	+100°	Обработка по режиму 2: поле H, Oe	−196°	+20°	+100°
1	0,2	0,032	10 750	116 000	134 000	0,035	93 000	105 000	114 000
2	0,2	0‘032	10 000	110 000	130 000		100 000	114 000	120 000
3	0,35	0,018	48 000	203 000	238 000	0,027	135 000	149 000	167 000
4	0,35	0,018	51 000	205 000	240 000		119 000	128 000	147 000
5	0,2	0,016	15 000	206 000	232 000		168 000	185 000	195 000
6	0,1	0,016	43 000	151 000	103 000	0,023	133 000	152 000	163 000
7	0,1	0,016	13 000	155 000	203 000		143 000	147 000	166 000

Если стабильность характеризовать начальной и максимальной проницаемостями, то в количественном отношении мы получим такие же результаты.

Из табл. 2 мы видим, что материал после термической обработки, рекомендованной по ГОСТ для Mo-пермаллоя, разко меняет свои магнитные свойства с изменением температуры, особенно в области низких температур. Так, в образце № 1 при снижении температуры от комнатной до —196° проницаемость упала в 10 раз. Аналогичное наблюдается и в образцах № 5, 6, 7. В образцах с большей толщиной проницаемость уменьшилась в пять раз.

Стабилизирующая обработка в соответствии с нижней кривой рис. 7 изменила картину. Здесь уменьшение температуры от +20 до —196° изменило проницаемость в среднем на 9,2%. При увеличении температуры от +20 до +100° изменение проницаемости после первой термической обработки составило 20%, в случае стабилизирующей обработки оно равно 7,5%.

Из этих данных видно, что стабилизирующая обработка, найденная путем исследования константы анизотропии, радикально улучшает температурную стабильность пермаллоя, особенно в области самого трудного участка низких температур, на котором раньше имел место провал проницаемости.

Б. Сплавы Ni-Co. На рис. 4 мы видим, что сплав с 19% Co (остальное Ni) имеет обратный температурный ход константы анизотропии от —40 до +150°.

На рис. 8 показан ход проницаемости сплава с 18% Co с изменением поля H при температурах +20 и +100°. Здесь при +100° проницаемость во всех полях меньше, чем при комнатной температуре. Это находится в соответствии с температурной зависимостью магнитной анизотропии этого сплава. На рис. 4 видно, что увеличение температуры от +20 до +100° приводит к росту константы анизотропии от $3{,}2 \cdot 10^3$ эрг см$^{-3}$ до $5{,}7 \cdot 10^3$ эрг см$^{-3}$ по абсолютной величине. Таким образом, обратный температурный ход изменения константы анизотропии может при повышении температуры приводить даже к снижению проницаемости.

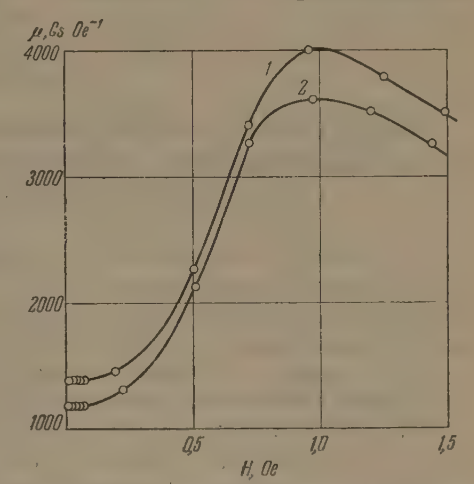


Рис. 8. Зависимость магнитной проницаемости μ сплава 18% Co, 82% Ni от поля H при температурах + 20° (*1*) и + 100° (*2*)

Интересно отметить, что магнитострикция сплава с 19% Co (остальное Ni) равна $-2{,}4 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, стабилизация магнитных свойств возможна не только в материалах с малой магнитострикцией, например в Mo-пермаллое. Этого можно было ожидать, так как, если считать, что в отожженном материале напряжения составляют 3 кг мм$^{-2}$ и магнитострикция насыщения $\lambda_1 \approx 10^{-5}$, то магнитоупругая энергия равна $3 \cdot 10^3$ эрг см$^{-3}$, т. е. она того же порядка, что и энергия анизотропии. Следовательно, и в случае относительно больших магнитострикций имеется возможность компенсации ее вредного влияния.

Очевидно, что, если слегка изменить состав сплава Ni-Co, то можно получить хорошее постоянство проницаемости в области повышенных температур.

На рис. 4 видно, что обратная температурная зависимость константы анизотропии имеет место до +150°. Можно ожидать, что удастся стабилизировать магнитные свойства до этой температуры. Однако изменений проницаемости при этой температуре не проводилось.

Таким образом, в [1] и в данной работе показано, что сплавы в состоянии, близком к магнитноизотропному, т. е. имеющие малые значения энергии анизотропии, могут обладать своеобразным температурным ходом константы магнитной анизотропии, который позволяет температурно стабилизировать их магнитныйе свойства.

Такие сплавы многочисленны, особенно в системе Ni — Fe — Co, и число их еще более увеличивается, если использовать способность многих из них упорядочиваться. Поэтому данный нами метод стабилизации магнитных свойств сплавов, по-видимому, применим к большому количеству разнообразных сплавов.

Цитированная литература

1. Пузей И. М., Ив. АН СССР. Сер. физ., 21, 1077; 1094 (1957).
2. Лященко Б. Г., Литвин Д. Ф., Пузей И. М., Абов Ю. Г., Кристаллография, 2, 64 (1957).
3. Вонсовский С. В., Докл. АН СССР, 26, 564 (1940).
4. Тябликов С. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 20, 661 (1950).
5. Пузей И. М., Изв. АН СССР. Сер. физ., 16, 549 (1952).
6. Бозорт Р., Ферромагнетизм, стр. 458.— ИЛ., М., 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. П. НАРОВСКАЯ

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ПОТЕРИ НА ГИСТЕРЕЗИС ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В МОНОКРИСТАЛЛЕ МАГНЕТИТА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Как известно, магнетит, имеющий при комнатной температуре кубическую решетку, при температуре —160° испытывает превращение: кубическая решетка переходит в орторомбическую. Это превращение, связанное с переходом неупорядоченного расположения ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в упорядоченное. В работе [1] впервые было обнаружено, что характер магнитной анизотропии магнетита при температуре ниже точки превращения зависит от того, действовало или нет во время охлаждения магнитное поле. Брюхатов [2] показал, что в плоскости (001) в монокристалле магнетита в первом случае образуется одна ось легкого намагничивания, во втором — характер магнитной анизотропии остается тот же, что и при комнатной температуре.

Для объяснения влияния магнитного поля на превращение магнетита Вильямс, Бозорт и Герц [3] предложили следующую модель мозаичной (или «гибридной») структуры монокристалла магнетита при температурах ниже температуры превращения: если кристалл охлаждается при одновременном действии магнитного поля, параллельного одному из ребер куба, то он становится монокристаллом с орторомбической структурой, ось *c* которого направлена вдоль поля; эта ось становится осью легкого намагничивания; если кристалл охлаждается в поле, параллельном направлению [110], то он разбивается на области, оси *c* которых распределены с равной вероятностью вдоль направлений [100] и [010]. Образуется мозаика. Если кристалл охлаждается в отсутствие магнитного поля, то оси *c* областей мозаичной структуры равновероятно распределяются вдоль направлений [100], [010] и [001] (все направления относятся к кубической решетке магнетита).

Свойства всего кристалла получаются при суммировании свойств отдельных областей. Соответствующие расчеты механических вращающих моментов, действующих на кристалл в магнитном поле, и проведенные авторами статьи измерения подтверждают эту гипотезу. Мы также исходим из нее при объяснении результатов эксперимента.

Брюхатов [4] исследовал потери на гистерезис во вращающихся магнитных полях в монокристалле магнетита, охлажденного до —195° в отсутствие магнитного поля, а также в случае действия сильного поля. Измерения показали для случая охлаждения без магнитного поля весьма своеобразный ход потерь в зависимости от поля. Если в обычных ферромагнетиках потери во вращающихся полях, пройдя через максимум, обращаются в нуль, то в рассматриваемом случае кривая после максимума имеет минимум и затем при дальнейшем усилении поля вновь резко идет вверх. До поля в 10 000 Ое не было обнаружено стремления ни к образованию второго максимума, ни к насыщению.

Эти исследования были проведены только при температуре —195°. Цель настоящей работы — исследовать потери на гистерезис во вращающихся магнитных полях для разных полей и температур. Исследования проводились на монокристалле естественного магнетита, обточенном в

форме шара и ориентированном в держателе прибора так, что плоскость вращения магнита совпадала с плоскостью (001) образца. При различных углах поворота магнитного поля измерялся механический вращающий момент, который действует на кристалл. По полученным кривым рассчитывались потери на гистерезис. Кристалл предварительно охлаждался в соответствующих условиях до температуры —195°. Затем температура медленно повышалась до —160° и при различных температурах проводились измерения.

На рис. 1 представлены результаты измерений для кристалла, охлажденного в отсутствие магнитного поля. Из приведенных кривых видно, что потери с повышением температуры от —195° растут и при температурах от —170 до —166° достигают максимума, затем резко падают и при —160° для всех рассмотренных полей обращаются в нуль. Величины потерь зависят также и от поля и для всех температур растут с его увеличением.

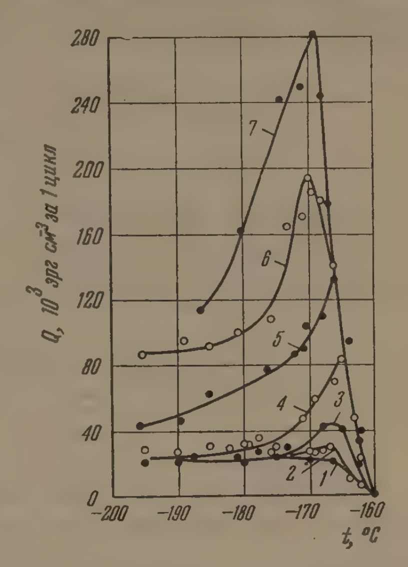


Рис. 1. Зависимость от температуры t потерь на гистерезис Q во вращающихся полях в магнетите, охлажденном через точку превращения в отсутствие магнитного поля. Поле H (в эрстедах), в котором производилось измерение: *1* — 1000, *2* — 2000, *3* — 3000, *4* — 4000, *5* — 5000, *6* — 6000, *7* — 7000

Можно предложить модель, объясняющую одну из возможных причин возникновения и особенности потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях в магнетите. Это представление вытекает из обнаруженного Бикфордом [5] явления перехода оси c орторомбической фазы магнетита под действием магнитного поля из одного направления типа [100] в другое направление этого же типа. Такие переходы могут происходить только под действием сильного поля (около 15 000 Ое) и при температурах от —160 до —180°. Калхоун [6] предложил считать, что такие переходы связаны с перераспределением электронов между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+}, образующими упорядоченную структуру.

Низкотемпературной фазе магнетита свойственно упорядоченное расположение ионов Fe^{2+} и Fe^{3+}. Описанное выше перераспределение электронов не может произойти в небольшом участке кристалла, так как это привело бы к разупорядочению, если ионы в соседних участках сохраняют прежнее расположение. Для кристалла немозаичного, имеющего ось c одного направления, переход оси c в другое направление может произойти только во всем кристалле целиком или в какой-либо крупной его части. Для этого необходимо достаточно сильное поле. Если же кристалл состоит из отдельных областей с различно ориентированными осями c, то при наложении поля в частях кристалла, прилегающих к границе между областями, благодаря действию поля, а также ориентирующему влиянию одной области на другую может произойти перераспределение электронов, в результате чего граница между областями сместится: одна область увеличится за счет другой. Это приведет к изменению кривых механических моментов.

Рассмотрим подробнее случай охлаждения магнетита в поле, параллельном направлению [110]. Согласно изложенной выше гипотезе, кристалл разобьется на две группы областей, равных по объему. Расчет механических моментов можно произвести, согласно [3], исходя из общей формулы энергии анизотропии:

$$E = K_a \sin^2\theta_a + K'_a \sin^4\theta_a + K_b \sin^2\theta_b + K'_b \sin^4\theta_b + K_c \sin^2\theta_c + K'_c \sin^4\theta_c, \quad (1)$$

где θ_a, θ_b, θ_c — углы вектора J по отношению к осям орторомбического кристалла; K_a, K'_a, K_b, K'_b, K_c, K'_c — константы анизотропии.

Для механического момента в плоскости (001) для области, у которой ось c направлена вдоль [100], из (1) получается выражение:

$$L = -\frac{1}{4}\left(2K_a + 2K_b - 4K_c + 3K'_a + 3K'_b - 4K'_c\right)\sin 2\theta - \\ - \frac{1}{8}\left(K'_a + K'_b + 4K'_c\right)\sin 4\theta. \qquad (2)$$

Выражение для механического момента в той же плоскости для области, у которой ось c направлена вдоль [010], получается из (2) заменой θ на $\theta + \frac{\pi}{2}$ и имеет следующий вид:

$$L = \frac{1}{4}\left(2K_a + 2K_b - 4K_c + 3K'_a + 3K'_b - 4K'_c\right)\sin 2\theta - \\ - \frac{1}{8}\left(K'_a + K'_b + 4K'_c\right)\sin 4\theta. \qquad (3)$$

Из (2) и (3) может быть получено выражение для механического момента, действующего на кристалл в случае наличия в нем равных по объему областей двух вышеуказанных типов:

$$L = -\frac{1}{8}\left(K'_a + K'_b + 4K'_c\right)\sin 4\theta. \qquad (4)$$

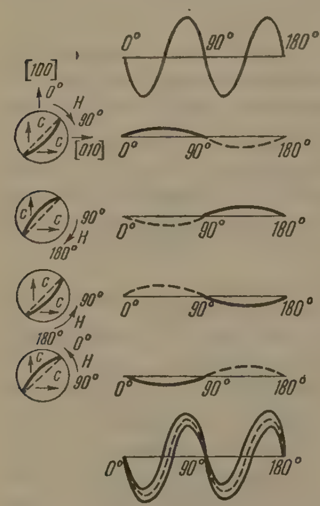


Рис. 2. Схема, поясняющая возникновение гистерезиса в кристалле, охлажденном при действии поля, параллельного [110

В предлагаемой нами модели при сдвиге границ между областями последние перестают быть равновеликими по объему, в результате чего в кривой моментов должна снова появиться составляющая с $\sin 2\theta$. Однако направление сдвига границ и, следовательно, фаза составляющей с $\sin 2\theta$ должна зависеть от того, в каком направлении происходит вращение магнитного поля. Схема на рис. 2 дает представление о возникновении гистерезиса в случае двух групп областей мозаичной структуры.

В наших исследованиях для получения в монокристалле магнетита двух равновеликих по объему групп областей, схематически изображенных на рис. 2, монокристалл охлаждался в магнитном поле, направленном точно по диагонали грани в плоскости (001). Охлаждение производилось от +20 до —195°. На рис. 3 приведена одна из экспериментальных кривых механических вращающих моментов, полученных в интервале температур —160 ÷ —195°. Характер этой кривой совпадает с характером результирующей кривой на рис. 2. Чтобы при вращении магнитного поля получить значительный сдвиг границ между областями мозаичной структуры, нами при измерениях было взято поле в 9000 Ое. Исследования показали, что при температуре —195° потери на гистерезис в этом случае равны нулю, но около —190° они появляются и быстро растут с повышением температуры, достигая около —170° максимума. При температуре —160° потери обращаются в нуль. Ход потерь в указанном температурном интервале представлен на рис 4.

Очевидно, при повышении температуры и приближении к температуре —170° поле начинает вызывать большие сдвиги между областями мозаичной структуры и потери на гистерезис возрастают, чем и объясняется

наличие максимума при этой температуре. Можно объяснить, почему в интервале —170 ÷ —160° происходит во всех случаях падение потерь на гистерезис во вращающихся полях и обращение потерь в нуль при —160°. При температурах около —170° начинается обратный переход из орторомбической фазы в кубическую. В случае магнетита мы имеем дело, вероятно,

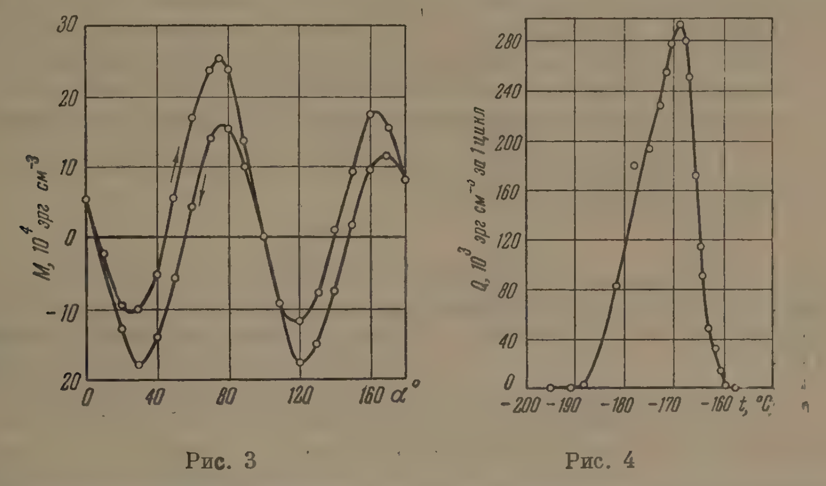


Рис. 3 Рис. 4

Рис. 3. Кривая механических моментов, снятая при температуре —175° в поле 9000 Ое в плоскости (001) на кристалле, охлажденном до —195° в поле, параллельном оси [110]. Отсчет углов α ведется от ребра куба

Рис. 4. Зависимость от температуры t потерь на гистерезис Q для случая охлаждения в магнитном поле, параллельном оси [110]. Охлаждение и измерение производилось в поле 9000 Ое

не с точкой превращения, а с целой областью превращения, растягивающейся на интервал примерно в 10°. По полученным нами кривым механических моментов можно проследить, как с повышением температуры в кристалле постепенно возрастает удельный объем областей кристалла, перешедших в кубическую модификацию. Это проявляется в том, что уменьшается величина момента, меняется его период, пока при — 160° кривые окончательно не приобретут вида, обычного для кубической модификации.

Для объяснения происхождения потерь на гистерезис во вращающихся полях в монокристалле магнетита, охлажденном ниже точки превращения в отстутствие магнитного поля, необходимо принять во внимание равновероятное распределение осей c в этом случае. В таком кристалле тоже возможно явление сдвига границ между областями мозаичной структуры. В этом случае также наблюдается рост потерь при повышении температуры и наличие максимума при температурах, близких к —170°. Зависимость этого максимума от поля тоже может быть объяснена с точки зрения сдвига границ между областями мозаичной структуры, так как более сильное поле способно вызывать больший сдвиг границ.

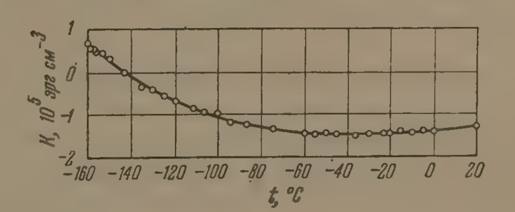


Рис. 5. Зависимость от температуры t константы анизотропии кубической фазы магнетита

Наличие гистерезиса при—195° в случае охлаждения в отсутствие поля объясняется своеобразными процессами, происходящими, как показывают наши опыты, в областях кристалла, имеющих ось c, расположенную перпендикулярно плоскости вращения поля.

Наряду с исследованием гистерезисных явлений в низкотемпературной фазе магнетита нами было проведено методом измерения механических моментов исследование зависимости константы анизотропии кубической фазы магнетита от температуры в пределах +20 ÷ —160°. Результаты представлены на рис. 5. Измерения показывают, что константа анизотропии изменяет свой знак, переходя через нуль при температуре —143°. Полученные результаты совпадают с результатами измерений Бикфорда [5], полученными им при исследовании ферромагнитного резонанса.

В заключение выражаю благодарность Н. Л. Брюхатову, предложившему тему настоящего исследования и руководившему его исполнением.

Кафедра физики
Московского института инженеров
железнодорожного транспорта

Цитированная литература

1. Ching, Hsien Li, Phys. Rev., **40**, 1002 (1932).
2. Брюхатов Н. Л., Тезисы докладов на совещании по магнетизму.— Свердловск, 1951.
3. William H., Bozorth R., Goerz M., Phys. Rev., **91**, 1107 (1953).
4. Брюхатов Н. Л., Изв. АН СССР. Серия физ., **21**, 1268 (1957).
5. Bickoford L., Phys. Rev., **78**, 449 (1950).
6. Calhoun B., Phys. Rev., **94**, 1577 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. А. ГЛАЗЕР и Я. С. ШУР

О ПРИРОДЕ ЭФФЕКТА ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ В МАГНИТНОМЯГКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Введение

Как известно, в некоторых ферромагнетиках охлаждение в присутствии магнитного поля (термомагнитная обработка) приводит к одноосной анизотропии магнитных свойств [1]. Физическая природа этого явления до настоящего времени не выяснена.

На основании имеющихся экспериментальных данных, согласно которым термомагнитная обработка эффективна главным образом в сплавах типа упорядочивающихся твердых растворов, были предприняты попытки связать механизм термомагнитной обработки с процессами упорядочения; полагалось, что под действием магнитного поля эти процессы происходят направленно, что и приводит к магнитной одноосности [2, 3]. Неель [4] предположил, что, кроме такой непосредственной связи эффекта термомагнитной обработки с процессами упорядочения, в ферромагнитных твердых растворах ниже точки Кюри в пределах каждого домена должна существовать особого рода «ориентированная сверхструктура», обусловленная диполь-дипольным взаимодействием атомов. Ось этой «сверхструктуры» в каждом домене направлена вдоль вектора намагниченности $\mathbf{I}_s$. При высокой температуре в присутствии магнитного поля векторы $\mathbf{I}_s$, а следовательно, и оси «сверхструктуры» устанавливаются вдоль направления поля. В процессе охлаждения эта структура закрепляется, и в результате этого создается магнитная одноосность.

Однако в настоящее время нет убедительных экспериментальных данных, указывающих на существование связи между эффектом термомагнитной обработки и процессами упорядочения. Проверке существования такой связи и посвящена данная работа.

Для решения поставленной задачи нами исследовались следующие вопросы:

1) определялся интервал температур, в котором может быть эффективна термомагнитная обработка;

2) изучалось влияние термомагнитной обработки на температурную зависимость намагниченности насыщения;

3) исследовалась кинетика термомагнитной обработки упорядоченных и разупорядоченных сплавов, а также кинетика упорядочения сплавов, прошедших термомагнитную обработку.

1. Образцы и методика измерений

Исследования проводились на упорядочивающихся ферромагнитных сплавах: пермаллое с 78 и 66% Ni и перминваре состава: 34% Ni, 34% Fe, 29% Co и 3% Mo. Образцы имели форму полос $60 \times 4 \times 0{,}2$ мм³.

Для суждения об эффективности термомагнитной обработки измерялись магнитострикция насыщения λ_s и коэрцитивная сила H_c, по которым можно судить о магнитной текстуре. Упорядочение проводилось путем длительного (до 100 час) отжига при температуре несколько ниже

температуры упорядочения T_c. О степени упорядочения судили по его влиянию на магнитострикцию насыщения λ_s, коэрцитивную силу H_c и намагниченность насыщения I_s. Измерения H_c и температурной зависимости I_s проводились на вертикальном астатическом магнетометре. Магнитострикция насыщения λ_s измерялась при помощи прибора, работающего по методу оптического рычага.

2. Интервал температур, в котором эффективна термомагнитная обработка

Для установления связи между эффектом термомагнитной обработки и процессами упорядочения прежде всего был определен интервал температур, в котором эта обработка эффективна. Существенно было установить, перекрывается ли этот интервал температурной областью, в которой происходят процессы упорядочения, или термомагнитная обработка может быть эффективной и выше критической температуры упорядочения T_c. Если дальний порядок играет существенную роль в механизме термомагнитной обработки, то она должна быть эффективной только ниже T_c.

Определение интервала температур, в котором эффективна термомагнитная обработка, проводилось ранее Бозортом [5] на сплаве 66-пермаллой. По его данным, термомагнитная обработка эффективнее всего в области температур $500 \div 400°$, т. е. при тех температурах, при которых протекают процессы упорядочения. Однако в опытах Бозорта образцы охлаждались в магнитном поле только до температур $500 \div 400°$, а далее охлаждались медленно без поля. При этом могло произойти разрушение созданной при высокой температуре текстуры (из-за отсутствия поля) и в связи с этим верхняя граница интервала температур, в котором термомагнитная обработка эффективна, могла быть занижена. Чтобы избежать этой возможной ошибки, наши опыты проводились следующим образом. Исследуемые образцы, предварительно отожженные при 1100° в течение 3 час, вновь нагревались до 700°, т. е. выше точки Кюри, и затем охлаждались со скоростью 200° в час. По мере охлаждения отдельные образцы закаливались от различных температур из интервала $700 \div 400°$. Затем проводилось измерение H_c и λ_s образцов, и на основе полученных результатов устанавливалась зависимость этих свойств от температуры закалки T. Далее эти образцы подвергались отжигу в течение 3 час при 1100°, что приводило к восстановлению исходных свойств. После этого, так же как и ранее, образцы охлаждались от 700° со скоростью 200° в час до тех же самых температур T и проводилась закалка от температуры T. При этом вся последняя обработка проходила в присутствии внешнего магнитного поля, равного 50 Ое. Затем на этих образцах проводилось повторное измерение H_c и λ_s. Полученные результаты вычитались из ранее определенных (охлаждение без поля). Рассчитанные разности ΔH_c и $\Delta\lambda_s$ характеризуют изменение магнитных свойств, обусловленное только присутствием магнитного поля при охлаждении от 700° до температуры T. На основании этих измерений была получена зависимость ΔH_c и $\Delta\lambda_s$ от температуры, представленная в таблице. Здесь температура T — температура, до которой проводилось медленное охлаждение от 700° в присутствии магнитного поля и от которой образцы закаливались.

Из таблицы видно, что на сплаве 78-пермаллой уменьшение H_c и λ_s, вызванное только присутствием поля, начинается уже при температуре 540°. При этом основное изменение H_c происходит в интервале $540 \div 500°$, т. е. выше критической температуры упорядочения сплава 78-пермаллой ($T_c = 490°$). Магнитострикция насыщения продолжает убывать и при более низких температурах. Это указывает, что образование одноосной анизотропии при термомагнитной обработке происходит и при более низких температурах. Из этих результатов несомненно следует, что термо-

Изменение коэрцитивной силы и магнитострикции в результате термомагнитной обработки

Температура, °С	Перминвар		66-пермаллой		78-пермаллой	
	ΔH_c, Oe	$\Delta\lambda_s \cdot 10^6$	ΔH_c, Oe	$\Delta\lambda_s \cdot 10^6$	ΔH_c, Oe	$\Delta\lambda_s \cdot 10^6$
600	0,11	4,5	—	—	—	—
570	0,25	8,0	0,03	2,3	0,00	0,3
540	0,40	9,5	0,14	4,2	0,01	0,1
510	0,50	9,5	0,13	8,8	0,07	0,5
480	0,50	9,5	0,14	11,7	0,08	0,7
450	0,49	9,5	0,16	11,9	0,08	1,0
20	0,48	10,0	0,28	9,7	0,09	1,5

магнитная обработка эффективна и выше критической температуры упорядочения T_c. Этот же вывод подтверждают данные, полученные на сплаве 66-пермаллой, у которого также значительное изменение H_c и λ_s происходит выше температуры $T_c = 480°$. На сплаве перминвар основное изменение H_c и λ_s, т. е. образование магнитной текстуры, происходит при температурах 600—525°. Охлаждение ниже T_c, равной для этого сплава 525°, не приводит к дальнейшему изменению свойств.

Полученные результаты показывают, что термомагнитную обработку можно успешно проводить и выше критической температуры упорядочения, а следовательно, упорядочение не может играть существенной роли в механизме термомагнитной обработки.

3. О влиянии термомагнитной обработки на температурную зависимость намагниченности насыщения

Как известно [6], в сплавах пермаллойного класса упорядочение влияет на намагниченность насыщения и точку Кюри. В связи с этим представляет интерес сравнить температурную зависимость $\mathbf{I}_s$ образца, прошедшего термомагнитную обработку, с температурной зависимостью $\mathbf{I}_s$ упорядоченного и разупорядоченного образцов. Если в механизме термомагнитной обработки существенную роль играют процессы упорядочения, то кривая $\mathbf{I}_s(T)$, снятая с образца, прошедшего термомагнитную обработку, должна быть близка к кривой $\mathbf{I}_s(T)$, снятой с упорядоченного образца.

Результаты измерения температурной зависимости намагниченности насыщения на образцах сплавов 78-пермаллой, 66-пермаллой и перминвар, имеющих различную исходную структуру, представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 приведен температурный ход намагниченности насыщения $\mathbf{I}_s$ при нагреве образцов от комнатной температуры до 700° (выше точки Кюри) и последующем охлаждении до комнатной температуры. В исходном состоянии образцы имели упорядоченную структуру, полученную путем 100-часового отжига при 480°. При нагреве образцов выше температуры T_c происходит разупорядочение сплава. Выдержка при 700° в течение 30 мин. приводит к полному разупорядочению. Поэтому нижняя кривая — кривая охлаждения — относится к образцу, находящемуся в разупорядоченном состоянии, так как за время охлаждения образцы не успевают упорядочиться. Из рис. 1 видно, что кривая нагрева (упорядоченное состояние) идет выше кривой охлаждения (разупорядоченное состояние) и при высоких температурах различие между ними увеличивается. Отсюда следует, что рассмотренные сплавы имеют в упорядоченном состоянии более высокие $\mathbf{I}_s$ и точку Кюри, чем в разупорядоченном состоянии. Этот результат совпадает с ранее опубликованными данными [6].

На рис. 2 приведена температурная зависимость I_s образцов, прошедших термомагнитную обработку и имеющих резко выраженную магнитную текстуру. Кривая нагрева относится к образцу в состоянии, установившемся после термомагнитной обработки. Это состояние сохраняется при нагреве вплоть до точки Кюри. После выдержки в течение 30 мин. при 700° магнитная текстура рассасывается и кривая охлаждения относится к разупорядоченному образцу, лишенному магнитной текстуры. Из рис. 2 отчетливо видно, что кривые нагрева совпадают с кривыми охлаждения.

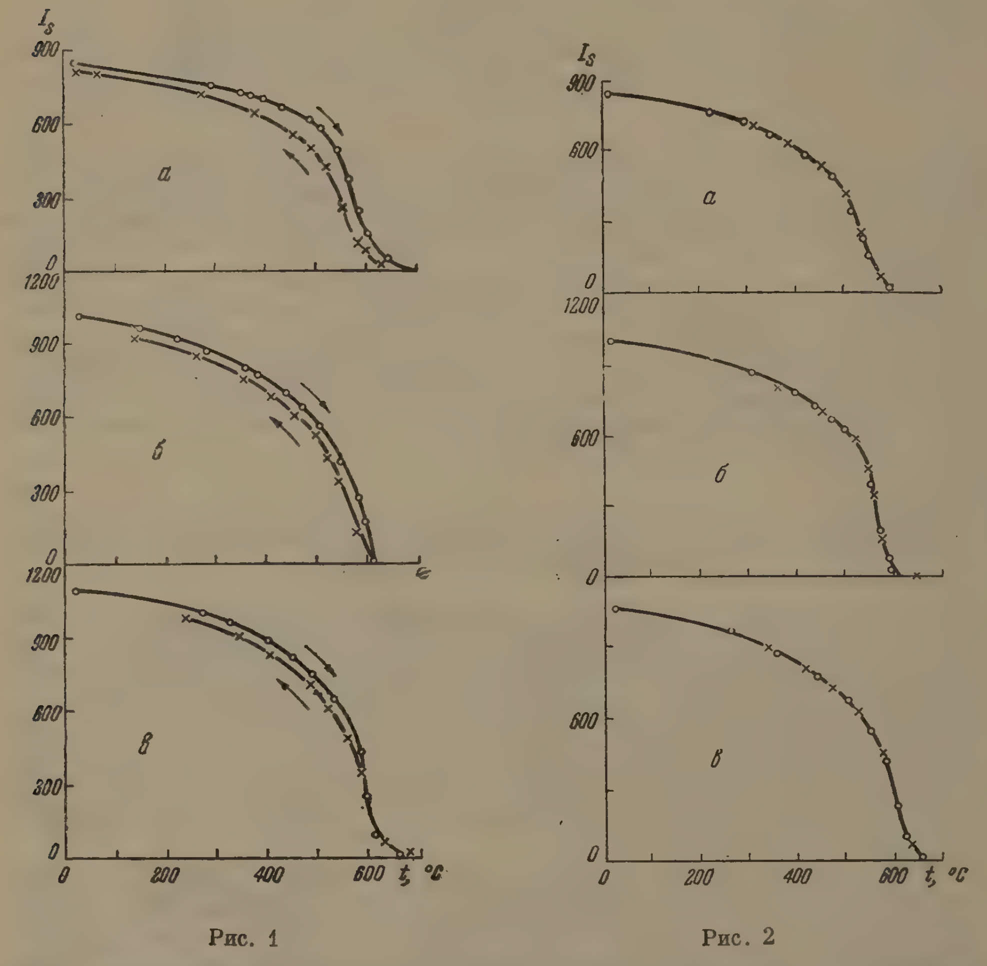


Рис. 1. Температурный ход намагниченности насыщения I_s образцов: *а* — 78-пермаллой, *б* — 66-пермаллой, *в* — перминвар. Точки — нагревание, косые крестики — охлаждение. Образцы предварительно упорядочены

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но образцы предварительно подверглись термомагнитной обработке

Это указывает на то, что после термомагнитной обработки сплавы имеют I_s и точку Кюри такие же, как и у разупорядоченного материала. Этот результат означает, что если при термомагнитной обработке происходит изменение кристаллической структуры, то в нем принимает участие небольшое количество атомов. Кроме того, этот результат опровергает теорию Кайя [2], согласно которой после термомагнитной обработки образцов 78-пермаллоя 50% объема сплава находится в упорядоченном состоянии с повышенной на 40 Gs намагниченностью насыщения.

4. Термомагнитная обработка упорядоченных сплавов

Чтобы установить влияние имеющейся в сплаве сверхструктуры на протекание процессов, вызванных термомагнитной обработкой, нами была проведена термомагнитная обработка упорядоченных сплавов: 78-пермаллой, 66-пермаллой и перминвар. При этом, чтобы сохранить предварительно созданную в образце упорядоченную структуру, термомагнитная обработка образцов проводилась ниже критической температуры упорядочения T_c. Для сравнения аналогичной термомагнитной обработке также подвергались разупорядоченные (закаленные) образцы.

Опыт проводился следующим образом. Предварительно упорядоченные или разупорядоченные образцы исследуемых сплавов отжигались в присутствии внешнего магнитного поля 50 Ое при температуре 450° (ниже T_c). В ходе отжига в определенные моменты времени τ образцы закаливались и при комнатной температуре проводились измерения H_c и λ_s. После измерений образцы снова нагревались в присутствии магнитного поля до 450°, и термомагнитная обработка продолжалась. Таким образом для рассматриваемых образцов была получена зависимость H_c и λ_s от времени отжига τ при 450° в магнитном поле.

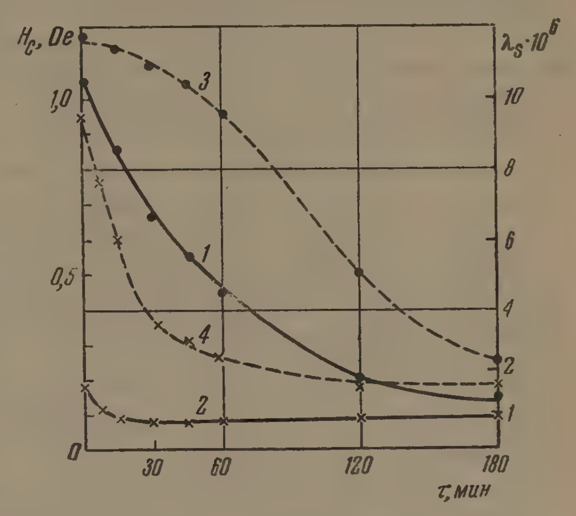


Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы H_c (сплошные линии) магнитострикции насыщения λ_s (пунктирные линии) упорядоченных (*1* и *3*) и разупорядоченных (*2* и *4*) образцов перминвара от времени отжига τ при 450° в магнитном поле 50 Ое

На рис. 3 представлена эта зависимость для сплава перминвар. Из кривых видно, что с ростом времени выдержки в магнитном поле при 450° величины H_c и λ_s убывают как для упорядоченного, так и для неупорядоченного образцов. При этом после некоторой выдержки величины H_c и λ_s достигают постоянной величины. Так H_c закаленного сплава (кривая *2*) перестает изменяться уже через 30 мин, тогда как H_c упорядоченного сплава (кривая *1*) продолжает уменьшаться даже после 180-минутной выдержки. Было установлено, что H_c упорядоченного образца достигает постоянного значения только после 7-часовой выдержки в магнитном поле, при этом кривые *1* и *2* совпадают. Аналогичное явление наблюдается и для магнитострикции насыщения, которая у неупорядоченного сплава (кривая *4*) уменьшается быстрее, чем у упорядоченного (кривая *3*). Следует при этом отметить, что для достижения постоянного значения величины λ_s требуются большие времена выдержки, чем для достижения постоянного значения величины H_c.

Соответствующие данные для сплавов 78- и 66-пермаллой также показывают, что процессы, вызываемые термомагнитной обработкой, завершаются в разупорядоченном образце при меньших выдержках, чем в упорядоченном. Отсюда вытекает, что упорядоченное расположение атомов является препятствием для проведения термомагнитной обработки. По-видимому, при термомагнитной обработке происходит перераспределение атомов в кристаллической решетке, т. е. образуется новая кристаллическая структура. Это перераспределение протекает труднее в упорядоченном сплаве, так как в нем большинство атомов находится в энергетических

минимумах. Возможно, что в образовании кристаллической структуры, ответственной за одноосную анизотропию, принимает участие только небольшое число атомов, а именно атомы, излишние по отношению к стехиометрическому составу. Последнее предположение подтверждается следующим экспериментальным фактом. В упорядоченном образце 78-пермаллоя, в котором почти все атомы расположены на своих местах (так как состав сплава близок к Ni_3Fe), процессы, вызываемые термомагнитной обработкой, протекают очень медленно и даже через 15 час отжига в поле при 450° свойства этого образца хуже, чем у закаленного образца, прошедшего аналогичную термомагнитную обработку. В упорядоченных сплавах 66-пермаллой (несколько удаленном от Ni_3Fe) и перминвар (очень далеком от стехиометрии) процессы, вызываемые термомагнитной обработкой, происходят значительно быстрее и заканчиваются полностью.

5. Упорядочение сплавов, предварительно прошедших термомагнитную обработку

Как было показано выше, при термомагнитной обработке, по-видимому, происходит перераспределение атомов в сплаве, приводящее к новой кристаллической структуре. Следует ожидать, что эта новая структура должна закономерным образом влиять на процесс упорядочения сплава, прошедшего термомагнитную обработку. Для проверки этого предположения нами проводилось упорядочение (отжиг при 450°) закаленных, а также прошедших термомагнитную обработку образцов всех ранее исследованных сплавов. На этих образцах была определена зависимость H_c и λ_s от времени отжига при 450°. По изменению H_c можно судить о появлении упорядочения, так как величина H_c при упорядочении сплава увеличивается. Увеличение λ_s дает представление о разрушении магнитной текстуры, так как в сплаве перминвар λ_s упорядоченного и

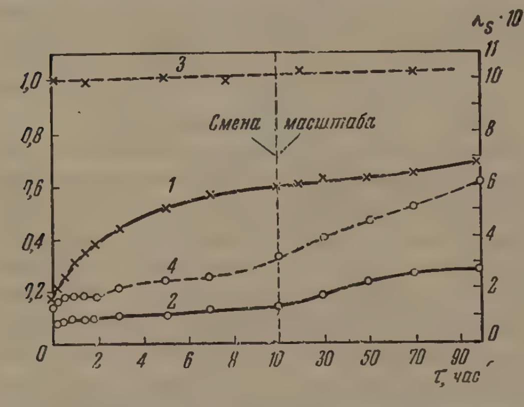


Рис. 4. Зависимость коэрцитивной силы H_c (сплошные линии) и магнитострикции насыщения λ_s (пунктирные линии) разупорядоченных (*1* и *3*) и прошедших термомагнитную обработку (*2* и *4*) образцов перминвара от времени отжига τ при 450°. Вертикальная пунктирная линия разделяет области двух различных масштабов времени τ

разупорядоченного образцов близки. Результаты измерений, полученные на образцах перминвара, приведены на рис. 4. Кривые *1* и *3* относятся к закаленным образцам, кривые *2* и *4* — к образцам, предварительно прошедшим термомагнитную обработку, приведшую к магнитной одноосности.

Из этих кривых видно, что с ростом времени выдержки τ коэрцитивная сила H_c закаленных образцов возрастает значительно больше, чем H_c образцов, прошедших термомагнитную обработку. Магнитострикция насыщения λ_s (кривые *3* и *4* рис. 4) у закаленных образцов имеет высокое значение и при отжиге образца при 450° практически остается постоянной. У образца, отожженного в поле, λ_s увеличивается значительно, при этом рост λ_s происходит на протяжении всех 100 час отжига. Из кривой *1* рис. 4 следует, что в неупорядоченных образцах упорядочение развивается быстро и вызывает быстрый рост H_c. В образцах, прошедших термомагнитную обработку, развитие упорядочения

замедлено и поэтому H_c увеличивается медленно. Постепенное увеличение λ_s образцов, предварительно отожженных в поле (кривая *4*), указывает на медленное разрушение имеющейся в образцах кристаллической структуры, вызывающей магнитную одноосность.

Таким образом, установлено, что упорядочение в образце, прошедшем термомагнитную обработку, происходит медленнее, чем в разупорядоченном образце. Это, по-видимому, означает, что при термомагнитной обработке создается особая кристаллическая структура, переход из которой в упорядоченное состояние происходит труднее, чем из разупорядоченного состояния.

Выводы

Из приведенных экспериментальных результатов можно заключить следующее.

1. Дальний порядок не играет существенной роли в механизме термомагнитной обработки. Это видно из того факта, что термомагнитная обработка эффективна и выше критической температуры упорядочения, а также из того, что после термомагнитной обработки намагниченность насыщения остается такой же, как в неупорядоченном состоянии.

2. Состояние, получающееся после термомагнитной обработки, не является состоянием обычного беспорядочного расположения атомов, так как кинетика упорядочения образцов, разупорядоченного и прошедшего термомагнитную обработку, различна.

3. Возникающее при термомагнитной обработке состояние, отличное как от упорядоченного, так и от разупорядоченного состояний и приводящее к магнитной одноосности, вероятнее всего, является особым структурным состоянием, в образовании которого принимает участие небольшое число атомов. Так как это состояние разрушается при упорядочении, когда действуют силы электростатического происхождения, то можно предположить, что данная структура создается под действием магнитных сил. Такого вида структура была теоретически предсказана Неелем [4].

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Вонсовский С. В. и Шур Я. С., Ферромагнетизм. — ГИТТЛ, М., 1948.
2. Kaya S., Rev. Mod. Phys., 25, 49 (1953).
3. Chikazumi S., J. Phys. Soc. (Japan), 5, 333 (1950).
4. Neel L., J. Phys. et radium, 15, 225 (1954).
5. Bozorth R., Dillinger J., Physics, 6, 285 (1935).
6. Wakelin R. F., Yates E., Proc. Phys. Soc. B, 66, 221 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Ш. И. ЗУСМАН

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ УСТАНОВЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ТЕКСТУРЫ В 65%-НОМ ПЕРМАЛЛОЕ

Форма петель гистерезиса и другие магнитные свойства железо-никелевых сплавов пермаллоевых концентраций существенно зависят от режима термической обработки.

Известно, что после длительного низкотемпературного отжига петли гистерезиса этих сплавов приобретают характерную «перетянутую» форму с малым значением остаточной индукции [1]*.

Резкое охлаждение от температур выше точки Кюри (600—700°) приводит к появлению обычных «неискаженых» петель гистерезиса. Наконец, в результате низкотемпературной обработки в магнитном поле (термомагнитная обработка) петли гистерезиса приобретают хорошо выраженную прямоугольную форму.

Указанные свойства не являются особенностью пермаллоев, но характерны и для некоторых других сплавов. Анализ литературных данных показывает, что сплавы, у которых наблюдались деформированные, «перетянутые» петли гистерезиса, в то же время наиболее чувствительны к термомагнитной обработке. Это дает основание предполагать, что между процессами, обусловливающими возникновение прямоугольных и деформированных петель гистерезиса, имеется близкая связь. Между тем, до последнего времени причину появления прямоугольных и деформированных петель объясняли с разных точек зрения.

Экспериментально было установлено, что эффект термомагнитной обработки связан с возникновением в сплавах определенной устойчивой магнитной текстуры: преимущественной ориентации доменов в направлении приложенного при обработке магнитного поля [2]. Возникновение деформированных петель гистерезиса обычно рассматривалось, как следствие взаимодействия между двумя резко различающимися по магнитным свойствам фазами [3]. Фазовая неоднородность сплава, в свою очередь, связывалась с процессами упрядочения [4]. В разработанной в последние годы Неелем [5] и независимо — Танигути и Ямамото [6] теории возникновение магнитной текстуры, ответственной за прямоугольную петлю гистерезиса, объяснялось упорядоченно ориентированным распределением атомов в решетке ферромагнитного сплава. Недавно Ямамото, Танигути и Аояги [7] в рамках теории направленного упорядочения удалось объяснить некоторые особенности деформированных петель гистерезиса.

В настоящей работе изучалась кинетика изменения магнитных свойств в 65-пермаллое в процессе низкотемпературной обработки. Работа поставлена с целью установления связи между процессами, обусловливающими возникновение прямоугольных и деформированных петель гистерезиса. Основные измерения производились осциллографическим методом.

1. Методика измерений. Образцы для измерений

Схема измерительной установки подробно описана в предыдущей работе [8] и принципиально не отличается от описанных в литературе схем

* Такая необычная «перетянутая» форма петель гистерезиса является одним из проявлений «перминварных» свойств этих сплавов [1].

подобного типа [9, 10]. Наглядное представление о точности установки дает осциллограмма динамической петли никель-цинкового феррита, приведенного на рис. 1, на которой отмечены точки на петле гистерезиса и основной кривой намагничивания, полученные обычным баллистическим методом.

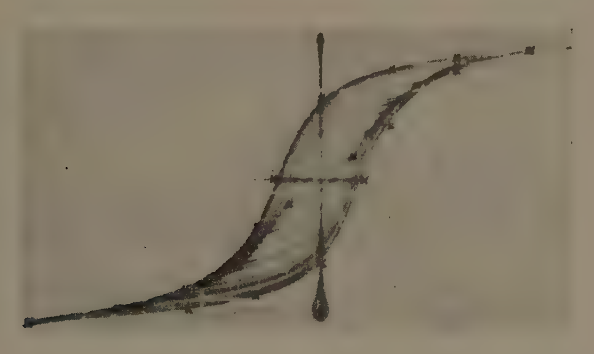


Рис. 1. Динамическая петля гистерезиса никель-цинкового феррита

Измерения производились на ленточных тороидальных сердечниках. Толщина ленты 0,05 мм, ширина 10 мм, внутренний диаметр сердечника 20 мм, наружный диаметр 22—23 мм. Перед термической обработкой лента покрывалась изолирующим слоем окиси магния.

Предварительная термическая обработка образцов производилась по двум режимам:

а) режим медленного охлаждения: нагрев в вакууме до 1100°, выдержка при этой температуре в течение 3 час, охлаждение со скоростью 100 град $час^{-1}$ до 200°;

б) режим закалки: образцы, прошедшие термическую обработку по режиму медленного охлаждения, запаивались под вакуумом в кварцевые ампулы; ампулы с образцами выдерживались при температуре 650° в течение 30 мин, затем погружались в воду.

Образец после термообработки укладывался в фарфоровый каркас, на который наносились намагничивающая и измерительная обмотки, причем применялся провод с термостойкой изоляцией.

Измерения производились в вакуумной кварцевой печи; через пиценновое уплотнение в печь вводились термопара и измерительные провода. Горячий спай термопары находился в непосредственном контакте с образцом. Измерительные провода подключались к осциллографу либо к баллистической установке. Все измерения выполнялись при максимальной величине намагничивающего поля, равной 1 Ое. Перед каждым измерением образцы размагничивались переменным полем с убывающей амплитудой.

2. Результаты измерений

Нагрев выше точки Кюри. На рис. 2 приведена серия осциллограмм, полученных при нагреве одного из образцов до температур выше точки Кюри. Образец предварительно проходил термическую обработку по режиму медленного охлаждения.

В процессе нагрева образец выдерживался при фиксированных температурах в течение 30 мин, затем он подключался к измерительной установке, изображение петли фотографировалось. В процессе измерения образец находился под воздействием магнитного поля в течение 10—15 сек.

Как видно из рис. 2, в исходном состоянии, после высокотемпературного отжига петля гистерезиса имеет «перетянутую» форму. С ростом температуры происходит монотонное уменьшение коэрцитивной силы и максимальной индукции. Первоначальная форма петли заметно не меняется

вплоть до температур порядка 500°. В этой области температур на спинке петли появляется характерная «ступенька», значительно увеличивается коэрцитивная сила. С приближением к точке Кюри петля постепенно сглаживается и в непосредственной близости от точки Кюри приобретает

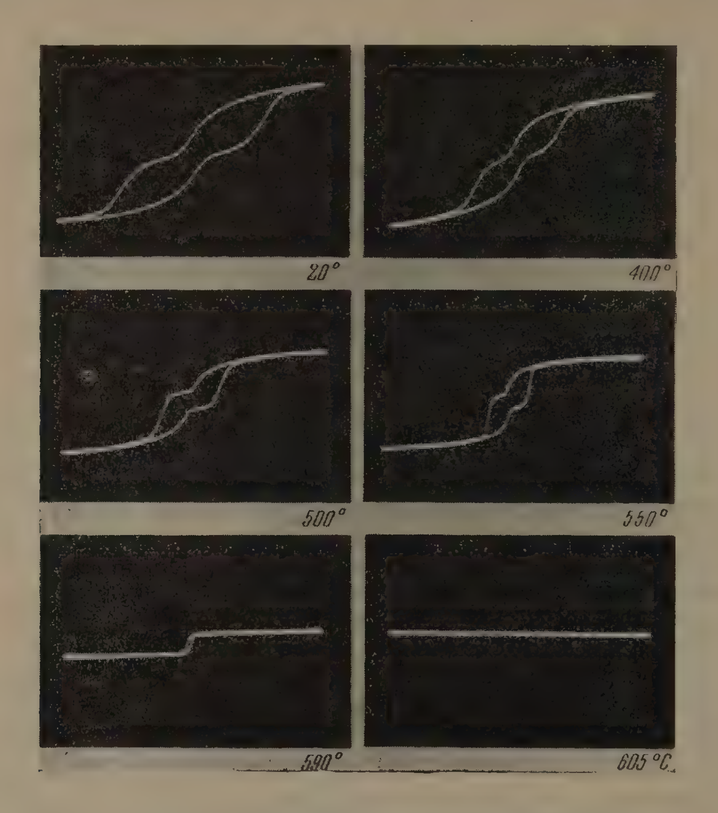


Рис. 2. Динамические петли гистерезиса 65-пермаллоя при различных температурах в процессе нагрева

нормальную форму. «Ступенька» на спинке петли наблюдалась нами до температур порядка 580°, т. е. значительно выше температуры упорядочения (точка Курнакова для этого сплава лежит ниже 500°).

Точка Кюри сплава находится в интервале температур 600÷605°.

3. Кинетика установления прямоугольной петли гистерезиса в медленно охлажденных образцах

Осциллограммы, приведенные на рис. 3, показывают кинетику установления прямоугольной петли в медленно охлажденном образце 65-пермаллоя при температуре 515°. Образец выдерживался при этой температуре в течение 30 мин, после чего он подключался к измерительной установке. Ток через намагничивающую обмотку образца устанавливался таким, чтобы максимальное значение переменного поля составляло 1 Ое. Через определенные интервалы времени изображения петель фотографировались. Как видно из приведенных осциллограмм, первоначально «ступенчатая» петля гистерезиса под воздействием магнитного поля постепенно изменяет свою форму и переходит в прямоугольную*. Из-

* Обращает на себя внимание некоторая несимметрия в форме деформированных петель гистерезиса. Подобная несимметрия наблюдалась нами и на других сплавах, в ряде случаев она имеет гораздо более выраженный характер и сохраняется до комнатных температур. Как тщательно проверено измерениями баллистическим методом при комнатной температуре, эта несимметрия в форме петель не является следствием искажений, вносимых осциллографическим методом.

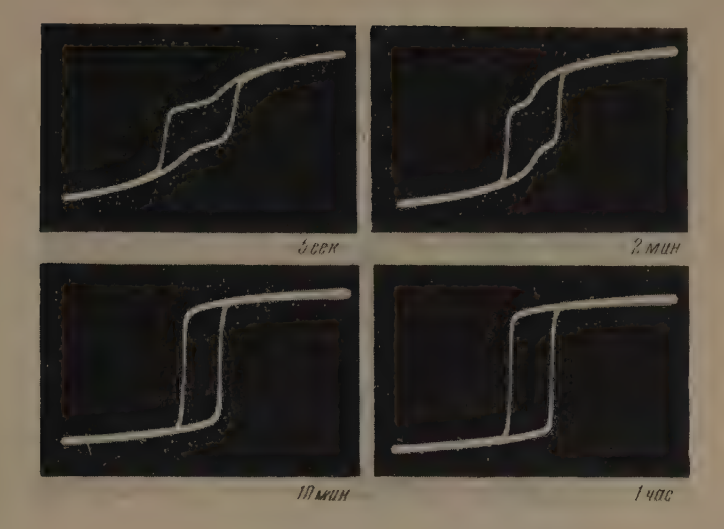


Рис. 3. Кинетика установления прямоугольной петли гистерезиса в медленно охлажденном 65-пермаллое при температуре 515°. Динамические петли при выдержке в магнитном поле в различное время



Рис. 4. Кинетика установления прямоугольной петли гистерезиса в медленно охлажденном 65-пермаллое при температуре 550°. Динамические петли при выдержке в магнитном поле в различное время



Рис. 5. Кинетика изменения магнитных свойств в процессе выдержки при различных температурах в отсутствие магнитного поля закаленных образцов 65-пермаллоя: *а*—при 380°, *б*—при 400°, *в*—при 440°, *г*—при 500°



Рис. 6. Кинетика установления прямоугольной и деформированной петли гистерезиса закаленных образцов 65-пермаллоя в процессе выдержки при 500°: *1* — 2 мин, *2*—15 мин, *3*— 30 мин. Слева отжиг в поле 1 Ое; справа отжиг без поля

менение формы петли происходит, в основном, в течение первых 10 мин после включения магнитного поля; дальнейшее увеличение времени выдержки в магнитном поле приводит лишь к небольшому улучшению прямоугольности. С повышением температуры обработки процесс установления прямоугольной петли гистерезиса происходит более интенсивно; как видно из осциллограмм, приведенных на рис. 4, при температуре 550° прямоугольная петля гистерезиса устанавливается, в основном, через 1,5—2 мин после включения магнитного поля*.

4. Кинетика установления деформированных и прямоугольных петель гистерезиса в закаленных образцах

При проведении этих опытов два идентичных закаленных образца помещались в предварительно подогретую печь, которая затем форсированно нагревалась до требуемой температуры. Измерения производились при фиксированных температурах: 380, 400, 440 и 500°. После достижения требуемой температуры через обмотку одного из образцов пропускался постоянный ток, создающий магнитное поле напряженностью в 1 Ое. В процессе выдержки образцы через определенные промежутки времени подключались к измерительной установке. Кинетика установления деформированных петель изучалась осциллографическим методом. Для изучения кинетики установления прямоугольных петель, наряду с осциллографическим методом, применялся баллистический метод определения остаточной индукции. Методкиа измерений описана выше; в обоих случаях время одного измерения составляло не более 10 сек. Результаты измерений приведены на рис. 5, 6 и 7. Из сопоставления рис. 5 и 7 видно, что процессы, ответственные за возникновение прямоугольных и деформированных петель гистерезиса, протекают примерно в одной и той же температурной области.

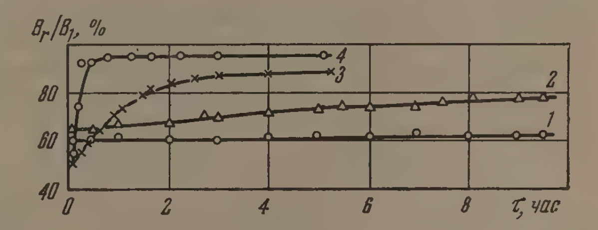


Рис. 7. Изменение прямоугольности петли (B_r/B_m) в зависимости от времени выдержки τ в магнитном поле при различных температурах t закаленных образцов 65-пермаллоя: *1* — t = 380°, *2* — t = 400°, *3* — t = 440°, *4* — 500°

Нижняя граница этой температурной области находится между 380 и 400°. Вблизи границы процессы в сплаве протекают очень медленно; при 400° заметное изменение формы петель гистерезиса наблюдается лишь при временах выдержки порядка 5—10 час. С ростом температуры процессы протекают более интенсивно. При температуре 440° для установления хорошо выраженных прямоугольной и деформированной петель требуется выдержка в течение 2—3 час.

На двух сериях осциллограмм, приведенных на рис. 6, сопоставлены процессы установления прямоугольной и деформированной петель гистерезиса при температуре 500°. Как видно из приведенных осциллограмм, процессы установления прямоугольной и деформированной петель гистерезиса происходят во времени примерно одинаково; оба процесса в основном завершаются через 15—30 мин.

---

* Как проверено баллистическими измерениями, некоторое увеличение динамической коэрцитивной силы по мере выдержки в магнитном поле, наблюдаемое на осциллограммах рис. 3, 4 и 6, является чисто динамическим эффектом. Оно обусловлено, очевидно, ростом потерь на вихревые токи, происходящим вследствие улучшения прямоугольности петли гистерезиса.

5. Обсуждение результатов

1. Как уже отмечалось выше, обычно причину возникновения деформированной петли гистерезиса объясняют неоднородностью сплава и связывают эту неоднородность с процессами упорядочения. Тот факт, что деформированные петли гистерезиса сохраняются при температурах, гораздо более высоких, чем температура упорядочения, делает такое предположение маловероятным.

2. Результаты, полученные в настоящей работе, в сочетании с ранее известными фактами, дают возможность установить аналогию между процессами, ведущими к образованию прямоугольной петли гистерезиса притермомагнитной обработке, и процессами, обусловливающими деформацию петель гистерезиса: а) как уже отмечалось, сплавы, у которых наблюдались деформированные петли гистерезиса, в то же время наиболее чувствительны к термомагнитной обработке; б) деформированные петли гистерезиса формируются примерно в той же области температур, в которой эффективна термомагнитная обработка. Для 65-пермаллоя нижняя граница этой температурной области находится в интервале 380÷400°; в) кинетика процессов установления прямоугольных и деформированных петель гистерезиса подчиняется одним и тем же закономерностям. С ростом температуры формирование прямоугольных и деформированных петель происходит более интенсивно. Время установления хорошо выраженных прямоугольных и деформированных петель гистерезиса примерно одинаково и составляет 2—3 часа при 440° и 15—30 мин при 500°.

3. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что деформация петель гистерезиса обусловлена той же причиной, что и возникновение прямоугольных петель, а именно — образованием магнитной текстуры. Разумеется, тип текстуры в обоих случаях должен быть совершенно различен: прямоугольная петля гистерезиса, как известно, обусловлена преимущественной ориентацией намагниченности доменов в направлении приложенного при термомагнитной обработке магнитного поля; возникновение деформированной петли гистерезиса связано, вероятно, с гораздо более сложным распределением намагниченности доменов.

Возможно, что общей причиной, обусловливающей возникновение прямоугольных и деформированных петель гистерезиса, является направленно-упорядоченное распределение атомов в решетке сплава [5,6].

4. Результаты опытов по кинетике установления прямоугольной петли гистерезиса в 65-пермаллое следует учитывать при изыскании наиболее оптимальных условий термомагнитной обработки этого сплава.

В заключение считаю своим долгом выразить глубокую благодарность О. Н. Альтгаузен за постоянное внимание и интерес к данной работе и ценные замечания при ее обсуждении.

Цитированная литература

1. Бозорт Р., Ферромагнетизм. — ИЛ, М., 1956,
2. Шур Я. С., Ив. АН СССР. Сер. физ., 2, 570 (1947).
3. Auwers A., Kühlewein H., Ann. Phys., 17, 2 (1933).
4. Kaya S., Nakayama M., Z. Phys., 112, 420 (1939).
5. Neel L., J. phys. et radium, 15, 225 (1954).
6. Taniguchi S., Yamamoto M., Sci. Rep. of the Res. Inst. Tôhoku Univ., Ser. A., 6, 4, 330 (1954).
7. Yamamoto M., Taniguchi S., Aoyagi K., Phys. Rev., 102, 1295 (1956).
8. Зусман Ш. И., Сборник трудов ЦНИИЧМ «Преци ионные сплавы».— Металлургиздат, М., 1959.
9. Современный катодный осциллограф. Сб. статей, ч. II.—ИЛ, М. 1951.
10. Векслер Г. С., Томашевский П. С. Ж. техн. физ., 24, 1594 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. И. РАБКИН, С. А. СОСКИН и Б. Ш. ЭПШТЕЙН

СИНТЕЗ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА

Введение

Ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса, предназначенные для использования в вычислительной технике, автоматической телефонии и в ряде смежных областей, представляют собой одну из наиболее перспективных групп неметаллических ферромагнетиков. Эти ферриты должны обладать высокой относительной остаточной индукцией B_r/B_m, небольшой динамической коэрцитивной силой в импульсных полях, малым временем перемагничивания и неизменяемостью свойств во времени и при изменении температуры.

Высокое значение B_r/B_m, при соответствующей обработке, свойственно многим ферритам: моноферриту марганца, кобальт-марганцовым и кобальт-магниевым бифферитам и многим полиферритам. Хорошее сочетание высокой относительной остаточной индукции и малой динамической коэрцитивной силы может быть получено у ферритов, синтезированных из окислов железа, марганца и магния [1].

На магнитные свойства ферритов, кроме химического состава, оказывает влияние наличие пор и посторонних включений и их форма, величина и расположение. Эти факторы связаны с условиями приготовления исходной смеси и условиями синтеза.

1. Физико-химическое воздействие среды на высокодисперсные материалы

Процесс изготовления ферритов можно разделить на два основных этапа: первый этап — приготовление однородной смеси с определенным соотношением образующих ее окислов, и второй — спекание ферритов. Достаточная однородность смеси и высокая активность окислов достигаются химическим, термическим или механическим воздействием.

При осаждении дозированная смесь растворимых в воде солей переводится в осадок соответствующими реагентами: углекислым или щавелевокислым аммонием, аммиаком или щелочами. Полученный осадок промывают водой до определенной степени чистоты.

В рассмотренных и применяемых в практике методах приготовления однородной смеси все компоненты подвергаются воздействию воды, влиянию которой на дисперсные вещества до сего времени уделялось очень мало внимания, т. е. молчаливо признавалась инертность среды и не учитывались особые свойства тонко измельченных порошков. Высокая удельная поверхность при размерах частиц, приближающихся к коллоидным, оказывает влияние на все химические и физические свойства диспергированных веществ. При этих условиях среда, инертная в обычных условиях, становится активной. Изменяется, в частности, растворимость веществ [2], что, при растворении смеси нескольких окислов, существенно затрудняет получение материалов строго заданного состава, в особенности, если применяется метод осаждения.

В интересующей нас системе Fe_2O_3— MgO— MnO при измельчении в воде растворяются и уносятся с раствором различные количества окислов из смеси; кроме того, проявляются вяжущие свойства некоторых из них. Так, например, окись магния и вводимая иногда в состав смеси гидроокись кальция образуют в водной среде цепи типа

$$OH - Mg - O - (MgO)_n - Mg - OH.$$

Переплетенные, сильно гидратированные цепи указанного состава образуют структуры, характерные для вяжущих веществ (цементов). Частицы других окислов охватываются этими цепями, образуя прочные агрегаты. Это проявляется в виде структурной вязкости системы и снижает эффективность измельчения. Сильная гидратация отдельных окислов затрудняет удаление воды из материала и вредно сказывается на свойствах ферритов [3].

Известно, что во многих случаях мокрый помол позволяет получить частицы с дисперсностью на порядок выше, чем сухой [4], и дает лучшее перемешивание. Учитывая эти преимущества мокрого помола, представляется целесообразным производить измельчение в жидкой среде, но свободной от недостатков, присущих воде. Такой средой может явиться неполярная жидкость, не растворяющая применяемых при синтезе ферритов веществ и почти не вызывающая сольватации частиц исходных материалов. К неполярным жидкостям относятся: бензол, толуол, бензин, керосин и. т. п.

В процессе изготовления ферритов материалы подвергаются не только воздействию жидкой, но и газовой среды, в которой производится спекание. Многие исследователи [5, 6] обращали внимание на связь между свойствами ферритов и средой, в которой производится спекание. По отношению к магний-марганцевым ферритам такого рода исследования, насколько нам известно, не производились.

Для уточнения влияния среды была поставлена серия опытов по спеканию материалов в различных средах: воздухе, аргоне, азоте и углекислом газе. Синтез производился как с закалкой от высоких температур, так и с медленным охлаждением. Закалка благоприятно влияет на свойства магний-марганцевых ферритов. Есть основание предполагать, что это обусловлено или предотвращением окисления марганца, или сохранением структуры феррита в метастабильном состоянии. Одна из целей настоящей работы — выяснение значения каждого из этих факторов.

2. Экспериментальное исследование

А. Приготовление образцов

Исследуемые образцы изготовлялись следующим образом. Смеси окислов железа, магния, кальция, цинка и углекислого марганца совместно размалывались в шаровой мельнице в течение 20 час в воде или неполярной жидкости. После удаления жидкости смесь брикетировалась и подвергалась обжигу при температуре 950°. Брикеты измельчались в шаровой мельнице и из полученного порошка прессовались тороидальные сердечники.

В качестве связки использовался поливиниловый спирт. Обжиг сердечников производился при температуре 1350° на воздухе с быстрым охлаждением в струе инертного газа.

Б. Методика измерений

Измерения магнитных параметров производились по динамической петле перемагничивания на электронно-лучевом феррометре в синусоидальном поле при частоте 30 kHz. Такая частота выбрана потому, что она характеризует свойства ферромагнетиков в импульсных режимах, применяемых при разработке ряда новых автоматических схем.

Время перемагничивания измерялось при длительности импульсов в 4 мксек и продолжительности переднего фронта 0,02 мксек. В качестве источника тока использован генератор на тиратронах, схема которого приведена на рис. 1. В две обмотки измеряемого сердечника подаются разнополярные импульсы, сдвинутые во времени. Амплитуды импульсов одной полярности поддерживаются постоянными, а амплитуды импульсов другой полярности можно изменять от 1А до максимума ($I_{имп}$).

Форма кривой напряжения на вторичной обмотке измеряемого образца (выходной сигнал) наблюдается на экране синхроскопа. Усилитель синхроскопа при этом не используется.

Время перемагничивания сердечника τ определяется как длительность выходного сигнала при скачкообразном изменении напряженности поля от нуля до максимального значения. При этом для каждого значения напряженности поля отсчет производится на уровне 0,1 от амплитудного значения выходного сигнала.

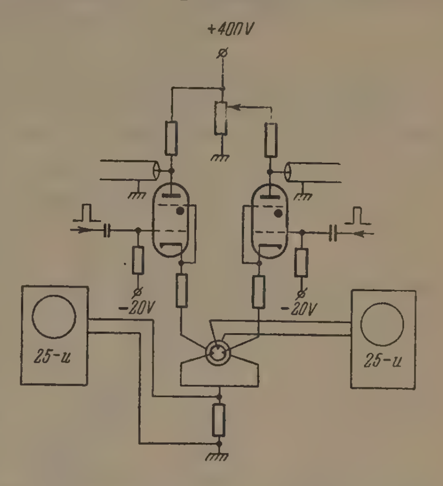


Рис. 1. Схема для измерения времени перемагничивания τ кольцевых сердечников

В. Влияние дисперсионной среды

Чтобы исследовать влияние дисперсионной среды на магнитные свойства магний-марганцевых ферритов, сравнивались образцы одинакового состава, изготовленные тремя способами: осаждением, измельчением окислов в водной среде и измельчением окислов в неполярной жидкости — бензине. В последних двух случаях марганец применялся в виде углекислой соли. Результаты измерений магнитных параметров по усредненным данным приведены в табл. 1.

Таблица 1

Магнитные свойства магний- марганцевых ферритов, изготовленных различными способами

Способ изготовления	Состав, % мол					Магнитные параметры при $f = 30$ kHz; $H_m = 2$ Oe		
	Fe_2O_3	MnO	MgO	ZnO	CaO	B_m, Gs	B_r/B_m	H_c, Oe
Осаждение	39	41	5,3	12,3	2,4	2600	0,86	0,85
Измельчение окислов в водной среде						2200	0,86	1,6
Измельчение окислов в бензине						2800	0,87	0,77

Из приведенных в табл. 1 данных видно, что эти ферриты имеют почти одинаковую прямоугольность петли, но отличаются по значениям индукции и коэрцитивной силы при $H_m = 2$ Oe.

Преимущество метода изготовления ферритов из окислов, измельченных в бензине, перед методом осаждения становится яснее, если сравнить магнитные параметры большого числа образцов, изготовленных по каждому из этих методов.

Как видно из кривых рис. 2, лучшие свойства и наименьший разброс магнитных параметров имеют ферриты, изготовленные методом помола в неполярной жидкости.

Г. Влияние среды синтеза и скорости охлаждения

Влияние окисления марганца и сохранения структуры вещества в метастабильном состоянии на магнитные свойства магний-марганцевых ферритов исследовалось на образцах, подвергнутых после обжига быстрому или медленному охлаждению на воздухе, в инертных средах (аргон, азот) и в углекислом газе. Было установлено, что при обжиге магний-марганцевых ферритов в инертных средах скорость охлаждения не играет существенной роли. Это свидетельствует о том, что перераспределение ионов, связанное со скоростью охлаждения, не оказывает заметного влияния на магнитные свойства ферритов. Медленное охлаждение на воздухе резко ухудшает их магнитные свойства (табл. 2).

Отсюда следует, что для получения ферритов с хорошими магнитными свойствами важно предохранить марганец от окисления. Это достигается обжигом в нейтральных средах или на воздухе при быстром охлаждении.

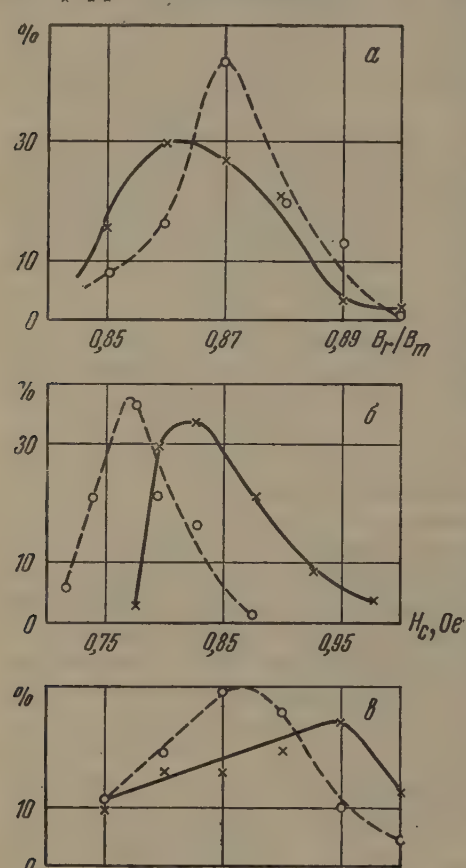


Рис. 2. Кривые распределения (статистические) параметров петли перемагничивания ферритовых сердечников, для которых исходная смесь окислов изготовлена осаждением (сплошные кривые) и совместным помолом окислов в неполярной жидкости (пунктирные кривые): *а* — по относительной остаточной индукции $\left(\Delta\frac{B_r}{B_m} = 0{,}01\right)$, *б* — по коэрцитивной силе ($\Delta H_c = 0{,}02$ Oe), *в* — по индукции B_m при $H_m = 2$ Oe ($\Delta B = 100$ Gs). Данные получены по измерениям 500 сердечников из 10 партий

Д. Влияние химического состава на магнитные свойства ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса

Для применения в логических схемах требуются магнитные сердечники с прямоугольной петлей гистерезиса, обладающие низкой динамической коэрцитивной силой. В связи с этим возникла необходимость в изыскании таких легирующих присадок, которые способствовали бы снижению коэрцитивной силы без существенного снижения максимальной и относительной остаточной индукции. Известно, что для получения ферритов с низкой коэрцитивной силой необходимо добиваться максимальной плотности материала, что требует высокой температуры обжига [7]. Введение в состав феррита небольшого количества SiO_2 [5] или CaO [8] способствует снижению температуры спекания и увеличению плотности феррита. Уменьшить коэрцитивную силу можно также введением в со-

Таблица 2

Магнитные свойства магний-марганцевых ферритов, спеченных и охлажденных различными способами. (Состав феррита тот же, что в табл. 1)

Условия синтеза и охлаждения	Параметры петли перемагничивания при f=30 kHz; H_m = 2 Oe		
	B_m, Gs	B_r/B_m	H_c, Oe
Обжиг в углекислом газе Медленное охлаждение	2800	0,89	0,87
Обжиг на воздухе Быстрое охлаждение в струе углекислого газа	2760	0,87	0,88
Обжиг на воздухе Быстрое охлаждение	2650	0,85	0,87
Обжиг на воздухе Медленное охлаждение (в печи)	400	0,5	0,5

став феррита некоторого количества окиси цинка, снижающего точку Кюри материала.

Для определения состава с оптимальными параметрами петли перемагничивания были синтезированы ферриты с различным соотношением компонентов.

На рис. 3 дана зависимость B_m, B_r/B_m и H_c, при $H_m = 4$ Oe, от соотношения ZnO и MgO в составе ферритов, содержащих 40%$_{мол}$ Fe_2O_3, 40%$_{мол}$ MnO и 2,5%$_{мол}$ CaO [9]. Как видно из этих графиков, с увеличением количества цинка до 14%$_{мол}$ снижается коэрцитивная сила и

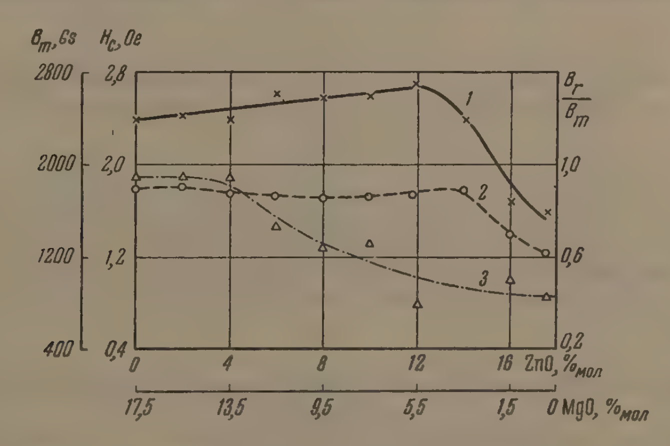


Рис. 3. Зависимость B_m (1), B_r/B (2), H_c (3) от соотношения ZnO и MgO в составе ферритов, содержащих 40%$_{мол}$ Fe_2O_3, 40%$_{мол}$ MnO и 2,5%$_{мол}$ CaO при $f = 30$ kHz и $H_m = 4$ Oe

возрастает максимальная индукция. Оптимальные магнитные параметры получаются при 12%$_{мол}$ ZnO. Дальнейшее увеличение содержания ZnO значительно снижает B_m, B_r/B_m и температуру Кюри.

Зависимость B_m, B_r/B_m и H_c при $H_m = 4$ Oe от соотношения CaO и MgO для ферритов, содержащих 40%$_{мол}$ Fe_2O_3, 40%$_{мол}$ MnO и 12%$_{мол}$ ZnO, приведена на рис. 4. Из этих графиков видно, что введение небольшого количества CaO за счет уменьшения MgO снижает коэрцитивную силу. Одновременно несколько снижается максимальная индук-

ция. Относительная остаточная индукция с увеличением содержания CaO также снижается.

На рис. 5. приведены графики зависимости B_m, B_r/B_m и H_c, при $H_m = 2$ Oe от удельного давления прессования сердечников из феррита,

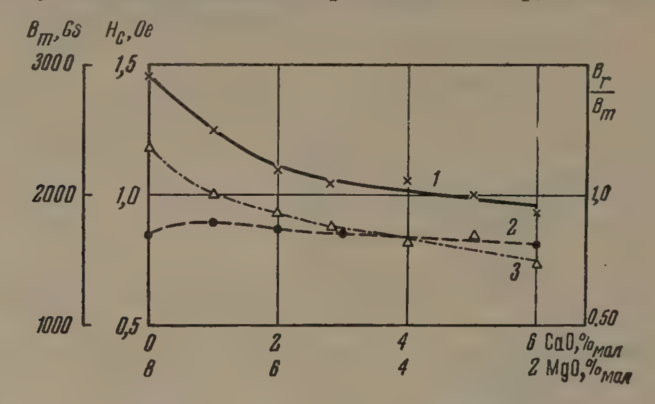


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но в зависимости от соотношения CaO и MgO при 12%$_{мол}$ ZnO: *1* — B_m, *2* — B_r/B_m; *3* — H_c

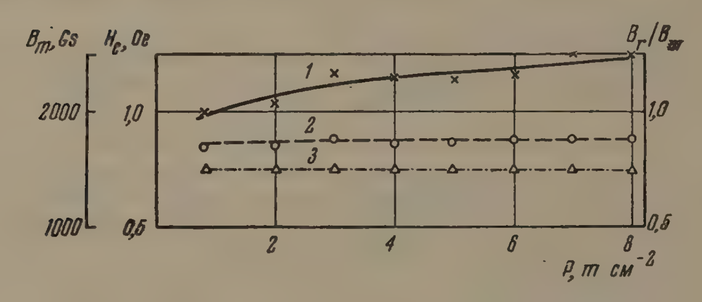


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для сердечников из феррита ПП-24 в зависимости от давления прессования: *1* — B_m, *2* — B_r/B_m, *3* — H_c

содержащего 40%$_{мол}$ Fe_2O_3, 40%$_{мол}$ MnO, 12%$_{мол}$ ZnO, 5,5% MgO и 2,5% CaO. Из этих графиков видно, что с увеличением удельного давления максимальная индукция возрастает. На величине относительной остаточной индукции и коэрцитивной силы давление прессования существенно не сказывается.

Таблица 3

Магнитные свойства некоторых типов ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса

Марка	Магнитные параметры: в квазистатическом режиме H_m=10 Oe			в динамическом режиме при f=30 kHz, H_m=2 Oe			Предельная рабочая температура, °C
	B_m, Gs	B_r/B_m	H_c, Oe	B_m, Gs	B_r/B_m	H_c, Oe	
ПП-1	2600	0,90	0,68	2500	0,89	1,5	+80
ПП-2	2400	0,87	0,55	2300	0,86	0,9	+60
ПП-24	2900	0,89	0,38	2800	0,87	0,75	+60
ПП-4	2700	0,92	0,80	2590	0,92	1,65	+100
ПП-5	2600	0,91	0,9	2400	0,90	2,0	+100

Е. **Основные магнитные параметры ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса**

На основе проведенных исследований было разработано несколько типов ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса, основные параметры

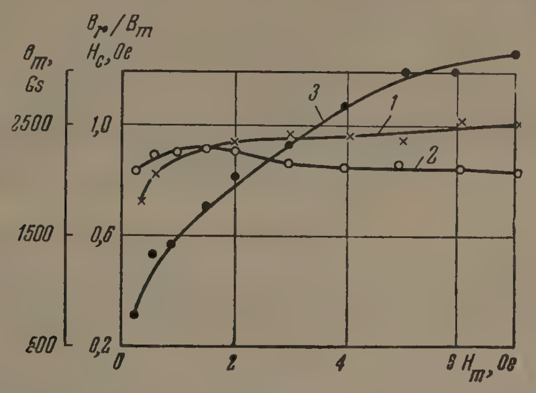


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но для сердечников из феррита ПП-2 в зависимости от амплитуды напряженности поля: 1 — B_m, 2 — B_r / B_m, 3 — H_c

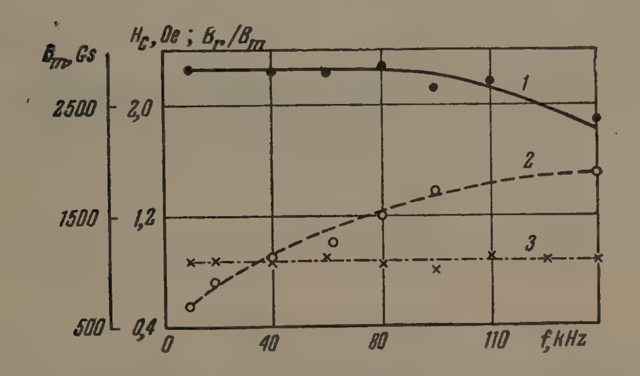


Рис. 7. То же, что на рис. 3, но для сердечников из феррита ПП-24 в зависимости от частоты, при H_m = 2 Oe: 1 — B_m, 2 — B_r / B_m, 3 — H_c

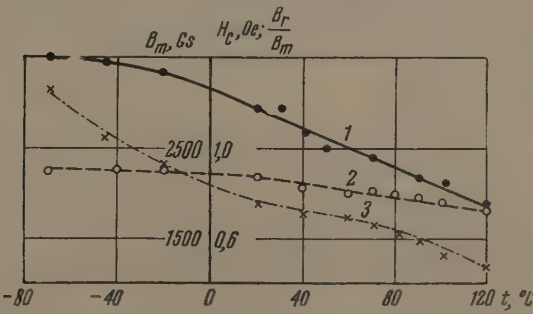


Рис. 8. То же, что на рис. 3, но для сердечников из феррита ПП-24 в зависимости от температуры при f = 30 kHz и H_m = 2 Oe: 1 — B_m, 2 — B_r / B_m, 3 — H_c

которых приведены в табл. 3. При выборе рецептуры учтены также некоторые составы, разработанные под руководством Косарева [9].

Магнитные свойства ферритов в динамическом режиме исследовались измерением амплитудных, частотных и температурных характеристик.

Как показывают амплитудные характеристики ферритов ПП-2 (рис. 6), относительная остаточная индукция имеет максимум при определенной амплитуде напряженности поля, а коэрцитивная сила возрастает с увеличением амплитуды напряженности поля значительно быстрей, чем максимальная индукция. Учитывая эти свойства, ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса целесообразно применять при сравнительно низких напряженностях поля, при которых относительная остаточная индукция имеет максимальное значение.

Для частотных зависимостей B_m, B_r / B_m и H_c (рис. 7) ферритов ПП-24 характерна слабая зависимость максимальной и относительной остаточной индукций в диапазоне частот от 10 до 100 kHz.

Температурные характеристики феррита ПП-24 в интервале температур $-70 \div +120°$ приведены на рис. 8. Из этих графиков видно, что с увеличением температуры B_m, B_r / B_m и H_c уменьшаются.

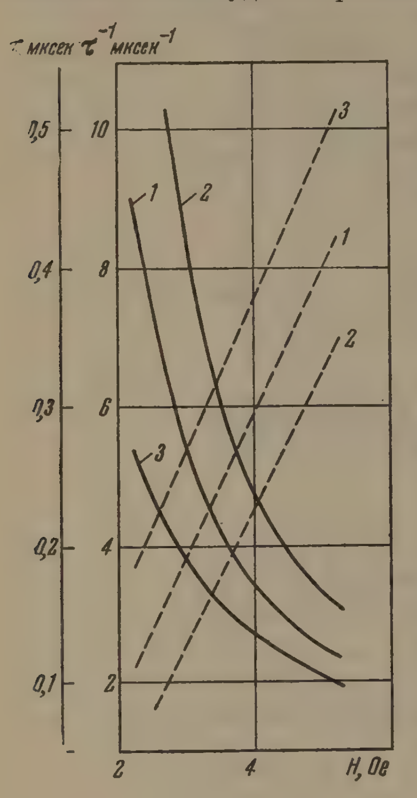


Рис. 9. Зависимость времени перемагничивания τ (сплошные кривые) и τ^{-1} (пунктирные кривые) от напряженности поля, снятые для сердечников: *1* — ПП-1, *2* — ПП-5 и *3* — ПП-24

На рис. 9 приведены графики зависимости τ и 1 / τ (где τ — время перемагничивания) от напряженности поля для ферритов ПП-1, ПП-5 и ПП-24, измеренные при частоте следования прямоугольных импульсов 100 Hz и длительности импульсов 4 мксек. Из этих графиков видно, что 1 / τ линейно возрастает с напряженностью магнитного поля. Ферриты марки ПП-1 и ПП-5, отличающиеся большей динамической коэрцитивной силой, чем феррит ПП-24, обладают бо́льшим временем перемагничивания.

Научно-исследовательский
институт телефонной связи

Цитированная литература

1. Albers-Schoenberg E., J., Appl. Physiks, 25, 152 (1954).
2. Hüllet G., Z. Phys. Chem., 37, 325 (1901).
3. Fresh D. L., Proc. IRE, 44, 1303 (1956).
4. Моргулис М. Л., Вибрационное измельчение материала.— Промстройиздат, М., 1957.
5. Снoeк Я., Исследования в области ферромагнитных материалов.— ИИЛ, М., 1949.
6. Economos G., J. Amer. Cer. Soc., 38, 241 (1955).
7. Wijn H. P. Y., Gorter E. W., Esweldt C. I., Geldermans P., Philips Techn. Rev., 16, 49, 1954.
8. Rado G., Wright R., Emerson W., Phys. Rev., 80, 273 (1950).
9. Сальникова В. П., Технология изготовления ферритовых сердечников с прямоугольной петлей гистерезиса марок ВТ-1, ВТ-2 и ВТ-4.—Изд. ИТМ и ВТ АН СССР, М., 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Ф. Н. ДУНАЕВ

О КИНЕТИКЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Введение

Один из методов создания в ферромагнетиках устойчивой магнитной текстуры, состоящий в воздействии на него односторонних внешних напряжений при высоких температурах, получил название термомеханической обработки [1].

Явление термомеханической обработки, рассмотренное в ряде работ [1—12], изучено еще недостаточно. Например, нет исследований, посвященных изучению скорости протекания процессов при этой обработке. Однако исследования кинетики термомеханической обработки имеют значительный теоретический и практический интерес: с одной стороны, они могут дать некоторые сведения о природе процессов, протекающих при термомеханической обработке, с другой стороны, они позволят сознательно подходить к выбору режима этой обработки.

В настоящей работе исследовалась кинетика термомеханической обработки образцов 65-пермаллоя (65% Ni, остальное Fe) и трансформаторной стали (3,7% Si). Образцы 65-пермаллоя имели форму проволок длиною 150 мм и диаметром 1 мм, а образцы трансформаторной стали — форму полос $150 \times 2 \times 0{,}35$ мм. Первоначально образцы прошли отжиг в проточном водороде при температуре 1200° и затем отжиг в высоком вакууме при температуре 1000°.

1. Измерения

Исследование проводилось в специальной установке, позволяющей измерять намагниченность и магнитострикцию при высоких температурах в вакууме, а также плавно, но достаточно быстро накладывать и снимать растягивающие внешние напряжения с образца. Магнитострикция измерялась механооптическим методом, намагниченность — при помощи астатического магнитометра, а температура — при помощи платина — платинородиевой термопары.

Магнитострикция насыщения и намагниченность в области магнитных полей, соответствующих максимальной восприимчивости, весьма чувствительны к изменениям магнитной текстуры образцов. Поэтому мы и использовали эти параметры для исследования кинетики изменения магнитной текстуры в процессе термомеханической обработки.

Измерения производились следующим образом: образец нагревался без нагрузки до некоторой температуры T_A, при которой на образец накладывалась растягивающая нагрузка σ_A* и через определенные промежутки времени измерялась магнитострикция насыщения λ_s (в магнитном поле $H = 700$ Oe), причем перед каждым измерением нагрузка σ_A снималась и образец размагничивался, т. е. измерение λ_s производилось

* В случае 65-пермаллоя $\sigma_A = 1{,}5$ кг мм$^{-2}$, в случае трансформаторной стали $\sigma_A = 2$ кг мм$^{-2}$. Эти оптимальные нагрузки были подобраны опытным путем с таким расчетом, чтобы они вызывали возможно больший эффект термомеханической обработки и в то же время не вызывали заметной пластической деформации при всех температурах [10].

в отсутствие нагрузки. В результате получалась изотермическая кривая $\lambda_s(t)_{T_A}$, характеризующая изменение магнитострикции насыщения со временем под влиянием нагрузки, т. е. кривая, характеризующая процесс становления магнитной текстуры.

Когда процесс становления заканчивался, т. е. когда длительное воздействие нагрузки σ_A уже не вызывало дальнейшего изменения λ_s, нагрузка удалялась, и при этой же температуре T_A наблюдался процесс разрушения или снятия магнитной текстуры. По окончании процесса снятия текстуры нагрузка снова накладывалась и наблюдался процесс восстановления магнитной текстуры. При этом измерения производились так же, как при снятии кривой становления. Такой цикл измерений проводился при различных температурах: в случае 65-пермаллоя при $T_A = 400$, 460, 500 и 540° и в случае трансформаторной стали при $T_A = 420$, 470, 520, 570, 620 и 660°.

На другой серии образцов 65-пермаллоя исследование производилось при помощи измерений намагниченности при постоянном внешнем магнитном поле H_m, соответствующем максимальной восприимчивости. Порядок измерений был такой же, как и при измерении λ_s. Поле H_m включалось только в момент измерения, после того как была снята нагрузка и образец размагничен. В результате были получены кривые $I_{H_m}(t)_{T_A}$, характеризующие процессы становления, снятия и восстановления магнитной текстуры при различных температурах $T_A = 400$, 420, 440, 460, 480 и 500°.

Для того чтобы посмотреть, как изменяется магнитная текстура при термомеханической обработке в процессе охлаждения, были сняты кривые температурной зависимости магнитострикции насыщения по циклу: нагрев без нагрузки до температуры T_A; охлаждение без нагрузки после длительной выдержки под нагрузкой σ_A при температуре T_A; охлаждение в присутствии нагрузки σ_A после длительной выдержки под этой нагрузкой при температуре T_A. Длительность выдержки была в обоих случаях достаточной для завершения процесса становления текстуры.

Подчеркнем, что как при снятии изотерм $\lambda_s(t)_{T_A}$ и $I_{H_m}(t)_{T_A}$, так и при снятии кривых температурной зависимости магнитострикции насыщения все измерения производились после удаления нагрузки и размагничивания образца. Следовательно, обнаруженные изменения намагниченности и магнитострикции отражают устойчивые, каким-то образом закрепленные изменения, происшедшие внутри образца.

Чувствительность установки для измерения намагниченности была 0,13 Gs мм$^{-1}$, а для измерения магнитострикции $2 \cdot 10^{-7}$ мм$^{-1}$.

Погрешность при измерении намагниченности не превышала 5%, при измерении магнитострикции 7%, при измерении температуры 3°.

2. Результаты экспериментов

Для иллюстрации полученных закономерностей на рис. 1 представлена зависимость намагниченности 65-пермаллоя от времени в процессах становления, снятия и восстановления магнитной текстуры при T_A, равных 460 и 500°. Из кривых видно, что, чем выше температура T_A, тем быстрее достигают насыщения кривые $I_{H_m}(t)_{T_A}$, т. е. быстрее идут процессы становления, снятия и восстановления магнитной текстуры при термомеханической обработке. Если при $T_A = 400°$ для завершения этих процессов требуется более 2 час, то при температуре $T_A = 500°$ для этого достаточно 15—20 мин.

В процессе снятия текстуры, т. е. во время длительной выдержки образца при температуре T_A в отсутствие нагрузки, магнитная текстура разрушается не полностью, а только частично; об этом свидетельствует

тот факт, что по окончании процесса величина I_{H_m} не достигает своего первоначального значения, полученного до наложения нагрузки на образец.

В процессе восстановления текстуры величина I_{H_m} достигает тех же значений, что и при завершении процесса становления, т. е. магнитная текстура восстанавливается в той же мере, в какой она разрушилась в процессе снятия. В этом смысле можно говорить об обратимой и необратимой части эффекта термомеханической обработки.

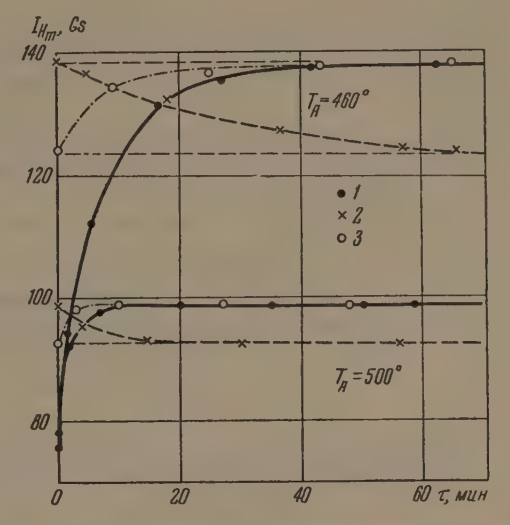


Рис. 1. Зависимость намагниченности 65-пермаллоя от времени τ в процессах становления (*1*), снятия (*2*) и восстановления (*3*) магнитной текстуры при $\sigma_A = 1{,}5$ кг мм$^{-2}$

На рис. 2 изображены кривые временной зависимости магнитострикции трансформаторной стали при $T_A = 570$, 620 и 660°. Из приведенных кривых видно, что и для трансформаторной стали наблюдаются те же закономерности, что и для 65-пермаллоя. Следует обратить внимание на то, что с повышением T_A обратимая часть эффекта в обоих материалах уменьшается. Действительно, если характеризовать долю обратимой части эффекта отношением изменения магнитострикции насыщения или намагниченности, полученного в процессе разрушения текстуры, к соответствующему изменению этих величин в процессе становления текстуры, то видим, что в случае трансформаторной стали при температурах $T_A = 570$, 620 и 660° отношение $\frac{\Delta\lambda_{s(\text{обр})}}{\Delta\lambda_s}100$ соответственно равно 42, 37 и 16%. В случае 65-пермаллоя для температур $T_A = 400$, 460 и 500° это отношение равно соответственно 50, 42 и 35%.

Отметим также, что снятие текстуры идет несколько медленнее, чем процесс становления.

Если сравнивать скорости процессов при одной и той же температуре T_A в 65-пермаллое и трансформаторной стали, то видно, что в последней процессы идут медленнее. Например, при $T_A = 500°$ для завершения процесса становления в трансформаторной стали необходимо более 60 мин, а в 65-пермаллое ~ 20 мин. Такое время в трансформаторной стали наблюдается только при $T_A = 620°$.

Отметим, что времена завершения процессов становления, найденные как из кривых $\lambda(t)_{T_A}$, так и из кривых $I_{H_m}(t)_{T_A}$, одни и те же. Например, для 65-пермаллоя при $T_A = 460°$ это время составляет ~ 40 мин.

На рис. 3 представлены кривые температурной зависимости магнитострикции λ_s 65-пермаллоя. Из рисунка видно, что λ_s уменьшается с ростом температуры.

Кривая *1* получена при нагреве без нагрузки, кривая *2* — при охлаждении без нагрузки после выдержки под нагрузкой $\sigma_A = 1{,}5$ кг мм$^{-2}$ при $T_A = 500°$, кривая *3* — при охлаждении с нагрузкой σ_A. Из кривых видно, что текстура создается не только при выдержке под нагрузкой σ_A при температуре T_A, но и в процессе охлаждения под нагрузкой. Об этом свидетельствует тот факт, что кривая *3* идет значительно ниже кривой *2*.

Из анализа аналогичных кривых $\lambda_s(T)$, полученных при различных

температурах T_A, видно, что увеличение магнитной текстуры в процессе охлаждения тем больше, чем больше T_A, причем это увеличение идет лишь до температуры ~ 400—380°. Действительно, степень текстуры в какой-то мере характеризуется, например, отношением разности значений λ_s на кривых *1* и *3* к соответствующему значению λ_s на кривой *1*. Это отношение $\Delta\lambda_s/\lambda_s$ растет только до указанных температур. Например, из кривых, приведенных на рис. 3, при температурах 500, 450, 400, 350° для этого отношения получаем соответственно: 0,31, 0,49, 0,53, 0,53.

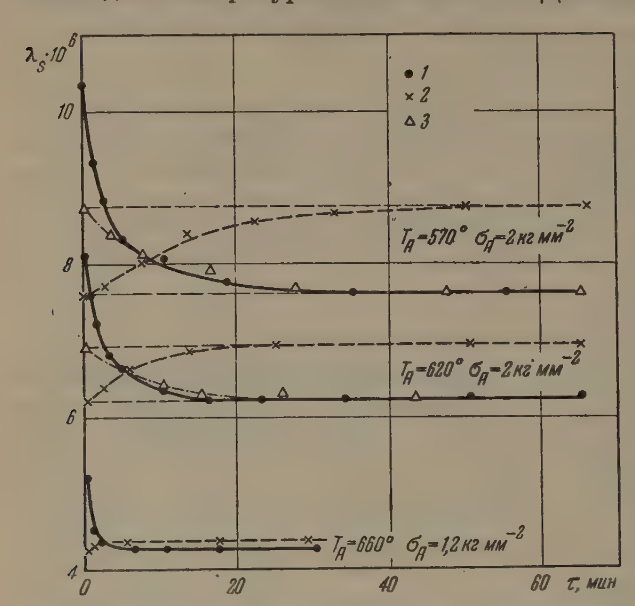


Рис. 2. Зависимость магнитострикции насыщения λ_s трансформаторной стали (Fe — Si) от времени τ в процессах становления (*1*), снятия (*2*) и восстановления (*3*) магнитной текстуры

Кривые температурной зависимости магнитострикции насыщения трансформаторной стали при $T_A = 570°$ представлены на рис. 4. В отличие от 65-пермаллоя, здесь λ_s растет с ростом температуры до некоторого ее значения. Но анализ кривых этого рисунка и кривых, полученных при других T_A, приводит к тем же закономерностям изменения магнитной текстуры, что и в случае 65-пермаллоя.

На рис. 5 представлена зависимость времени релаксации процесса становления текстуры в образцах 65-пермаллоя от абсолютной темпера-

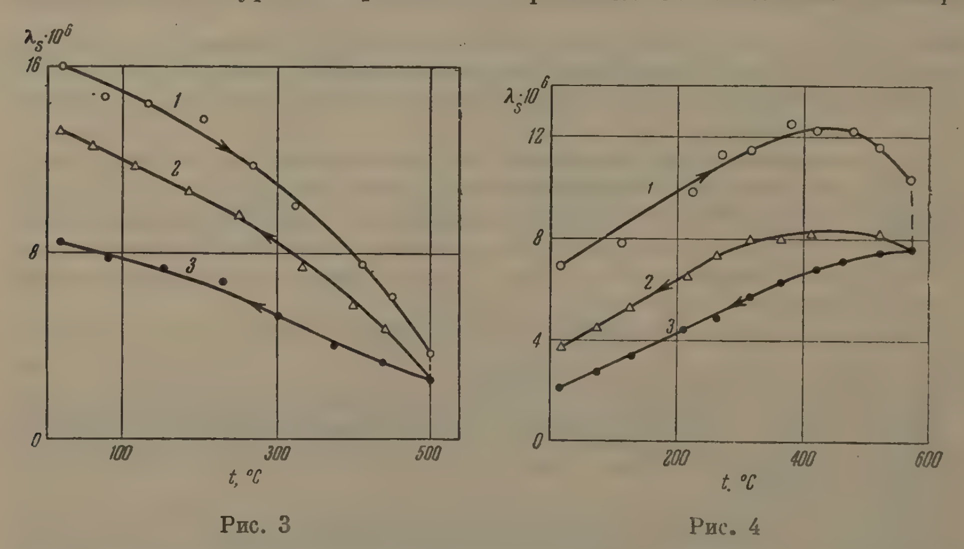


Рис. 3. Зависимость магнитострикции насыщения λ_s 65-пермаллоя от температуры t при $T_A = 500°$ и различных нагрузках σ_A; *1* — $\sigma = 0$; *2* — $\sigma_A = 1{,}5$ кг мм$^{-2}$ (охл. при $\sigma = 0$); *3* — $\sigma_A = 1{,}5$ кг мм$^{-2}$ (охл.)

Рис. 4. Зависимость магнитострикции насыщения трансформаторной стали от температуры, при $T_A = 570°$: *1* — $\sigma = 0$; *2* — $\sigma_A = 2$ кг мм$^{-2}$; охл. при $\sigma = 0$; *3* — $\sigma_A = 2$ кг мм$^{-2}$

туры, при которой шел этот процесс. Как видно из рисунка, зависимость логарифма времени релаксации $\lg \tau$ от $1/T$ близка к линейной. Следовательно, эту зависимость времени релаксации от абсолютной температуры можно приближенно выразить соотношением:

$$\tau = Ae^{\frac{W}{kT}},$$

характерным для диффузионных процессов. Здесь k — постоянная Больцмана, а A и W — некоторые константы, имеющие, по нашим вычислениям, следующие значения:

$$A = 1{,}2 \cdot 10^{-9} \text{ сек},$$
$$W = 2{,}48 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 1{,}55 \text{ eV}.$$

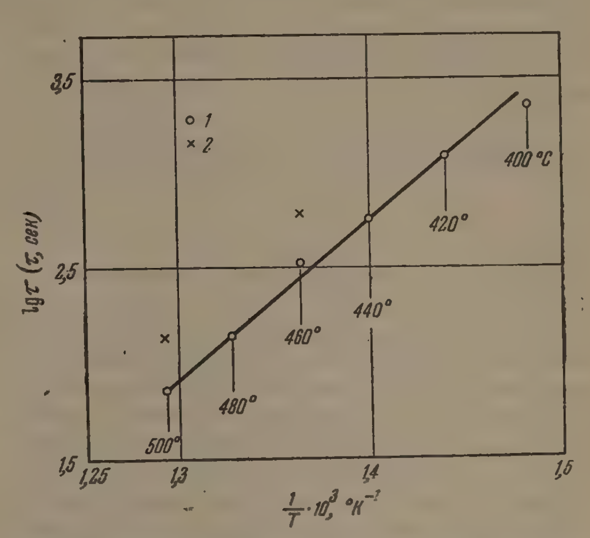


Рис. 5. Зависимость времени релаксации τ процесса становления магнитной текстуры от температуры в образцах 65-пермаллоя (Fe — Ni при 64% Ni). τ — вычислено: по кривым $I_{H_m}(t)_{T_A}$ (1) и по кривым $\lambda_s(t)_{T_A}$ (2)

Для сравнения термомеханической и термомагнитной обработок была изучена кинетика термомагнитной обработки при температуре $T_A = 460°$ и проведен ряд циклов охлаждения без поля и в поле $H_A = 400$ Ое. Все измерения проводились так же, как и при изучении кинетики термомеханической обработки, т. е. магнитострикция и намагниченность измерялись только после удаления поля H_A и размагничивания образца.

Результаты получились аналогичные тем, которые были получены при термомеханической обработке.

В частности, наблюдаются процесс частичного снятия текстуры при выдержке без поля при T_A и процесс восстановления текстуры. При этом время для завершения процесса становления близко к времени завершения становления текстуры при термомеханической обработке. Последнее подтверждается сравнением с опытами Бозорта и Диллингера [13] и с опытами Зусмана [14].

Кроме того, в большинстве случаев термомеханическая обработка наиболее эффективна на тех же материалах, на которых наиболее эффективна термомагнитная обработка.

Все это, вероятно, говорит о некоторых общих чертах этих обработок. По-видимому, имеется что-то общее в природе процессов, происходящих при этих обработках.

Из рис. 5 видно, что времена релаксации, найденные из соответствующих кривых $\lambda_s(t)_{T_A}$ больше, чем времена релаксации, найденные из соответствующих кривых $I_{H_m}(t)_{T_A}$, хотя времена завершения установления текстуры одни и те же. Надо думать, что изменения, происходящие в образце при термомеханической обработке, вначале влияют на I_{H_m} сильнее, чем на λ_s, причем эти изменения преимущественно необратимы в указанном выше смысле. Действительно, доля обратимой части эффекта, найденная из $I_{H_m}(t)_{T_A}$, меньше, чем найденная из $\lambda_s(t)_{T_A}$. Например, для 65-пермаллоя при $T_A = 460°$ $\frac{\Delta I_{(\text{обр})}}{\Delta I} \cdot 100 = 24\%$, а $\frac{\Delta \lambda_{s(\text{обр})}}{\Delta \lambda_s} \cdot 100 = 42\%$.

Из рис. 5 видно, что зависимость $\lg\tau$ от $\frac{1}{T}$ только грубо приближенно может быть изображена прямой линией. При более строгом подходе нужно провести кривую с выпуклостью вверх.

Архаров [15] указывает, что в силу чрезмерной уверенности в том, что кинетика процесса обязательно должна подчиняться простому экспоненциальному закону температурной зависимости, очень часто не придают значения отклонениям точек от прямой, хотя в этих отклонениях часто намечается некоторая закономерность.

Такое систематическое отклонение наблюдается и в случае термомеханической обработки. Кривая $\lg\tau(1/T)$ с выпуклостью вверх получается для 65-пермаллоя, как по вычислениям из $I_{H_m}(t)_{T_A}$, так и из $\lambda_s(t)_{T_A}$. Аналогичное замечено и для трансформаторной стали. Следовательно, с повышением температуры скорость процесса установления текстуры получается больше, чем это ожидается по диффузионному закону.

По-видимому, при термомеханической обработке наряду с диффузионными процессами идут какие-то другие. Возможно, под влиянием внешних нагрузок создаются большие локальные напряжения, вызывающие пластическую деформацию в микрообластях. Этим же может быть объяснен тот факт, что энергия активации, полученная нами для 65-пермаллоя, меньше, чем полученная Бозортом и Диллингером [13] для этого же материала в процессе термомагнитной обработки. Действительно, дополнительные напряжения и искажения внутри образца, вызванные при термомеханической обработке внешней нагрузкой, должны уменьшать энергию активации.

Основной причиной эффекта термомеханической обработки может быть ориентированная сверхструктура, предложенная Неелем [12]. Не исключена возможность, что существенную роль в этом явлении играет и диффузионное перераспределение внутренних напряжений, при котором увеличивается объем областей, подвергнутых растягивающим внутренним напряжениям в направлении нагрузки, прикладываемой при термомеханической обработке.

Одной из возможных причин разрушения некоторой доли магнитной текстуры во время выдержки без нагрузки при температуре T_A, т. е. причин существования обратимой части эффекта термомеханической обработки, может быть упругое последействие.

Кафедра экспериментальной физики
Уральского гос. университета имени А. М. Горького

Цитированная литература

1. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, 1948.
2. Nishina, Sci. Rep. Tôhoku. Univ., 28, 225 (1939).
3. Шур Я. С., Хохлов А. С., Ж. эксперим. и теор. физ., **10**, 1113 (1940).
4. Шур Я. С., Хохлов А. С., Докл. АН СССР, **53**, 39 (1946).
5. Шур Я. С., Изв. АН СССР. Сер физ., **11**, 570 (1947).
6. Вонсовский С. В., Ж. эксперим. и теор. физ., **17**, 1094 (1947).
7. Дехтяр М. В., Докл. АН СССР, **69**, 527 (1949).
8. Вайсман Б. А., Диссертация.— Харьковский механико-машиностроительный институт, 1949.
9. Шур Я. С., Дунаев Ф. Н., Докл. АН СССР, **7**, 293 (1950).
10. Шур Я. С., Дунаев Ф. Н., Изв. АН СССР. Сер. физ., **16**, 640 (1952).
11. Шур Я. С., Дунаев Ф. Н., Тр. Ин-та физ. металлов, УФАН, вып. 15, 29 (1954).
12. Neel L. J., Phys. et radium, **15**, 225 (1954).
13. Bozorth R. M., Dillinger J. F., Physics, **6**, 285 (1935).
14. Зусман Ш. И., Тезисы докладов на совещании по физике магнитных материалов, стр. 14.—Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
15. Архаров В. И., Ж. техн. физ., **24**, 375 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. В. МИРОНОВ

ТЕКСТУРООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ОТЖИГЕ ХОЛОДНОКАТАНОЙ ТРАНСФОРМАТОРНОЙ СТАЛИ*

Основной особенностью холоднокатаной трансформаторной стали, выпускаемой в настоящее время нашими заводами, является кристаллографическая текстура, которая в основном характеризуется совпадением плоскости (100) с плоскостью прокатки и ориентацией ребра куба [100] вдоль направления прокатки [1]. Поскольку направление [100] в решетке α-Fe является направлением легкого намагничивания, вдоль прокатки могут быть получены высокие магнитные свойства, если будет достигнута резко выраженная текстура. Например, при текстуре, характеризуемой 90—95% ориентированных зерен, магнитная индукция при напряженности поля 25 ампер-витков на сантиметр (B_{25}) составляет 19300—19500 Gs, а удельные потери для листов толщиной 0,50 мм при индукции 10 000 Gs и промышленной частоте тока ($P_{10/50}$) составляют 0,85 — 0,90 W кг$^{-1}$. Пробы этой же плавки при прочих равных условиях, но со значительно менее резкой текстурой — примерно 25% ориентированных зерен — имеют $B_{25} = 15500$ Gs и $P_{10} = 1{,}40$ W кг$^{-1}$.

Химический состав опытных плавок, %

№ плавок*	C	Si	Mn	P	S	Ni
2	0,04	3,05	0,03	0,010	0,005	0,09
4	0,02	3,09	0,10	0,008	0,004	0,11
6	0,04	3,10	0,07	0,011	0,006	0,11
8	0,04	2,96	0,02	0,009	0,007	0,11

* Номера плавок условные.

При разработке скоростных методов окончательного отжига холоднокатаной трансформаторной стали было установлено, что при увеличении скорости нагрева сверх 100—150 град час$^{-1}$ происходит подавление процессов текстурообразования. После отжига даже при высоких температурах в случае нагрева с высокими скоростями получалась слабо выраженная текстура, в то время как образцы от тех же лент, отожженные в тех же условиях, но с медленным нагревом, давали текстуру, характеризуемую почти 95% ориентированных зерен. В связи с этим возникла необходимость изучения кинетики текстурообразования.

Исследование проводилось на холоднокатаных промышленных лентах толщиной 0,35 и 0,50 мм различных плавок трансформаторной стали, прошедших весь технологический процесс за исключением окончательного высокотемпературного отжига.

Пробы для исследования отбирались от плавок, давших резкое различие в свойствах готовых листов. Химический состав опытных плавок приведен в таблице.

Образцами служили диски диаметром 30 мм, вырубленные из холоднокатаных лент. Нагрев производился в лабораторной вакуумной элект-

* Часть работы выполнялась с участием Г. Н. Шубина.

ропечи; в некоторых случаях использовался метод контактного электронагрева. Скорости нагрева изменялись от 1 град $мин^{-1}$ до 1000 град $сек^{-1}$.

На отожженных образцах определялась текстура методом измерения нормальной составляющей намагниченности (I_n) в зависимости от угла между направлением магнитного поля и направлением прокатки φ (метод Аксенова — Григорова [2]). На этих же образцах определялась величина зерна металлографическим методом. Измерение нормальной составляющей намагниченности осуществлялось при помощи баллистического гальванометра при напряженности намагничивающего поля 3500 Ое.

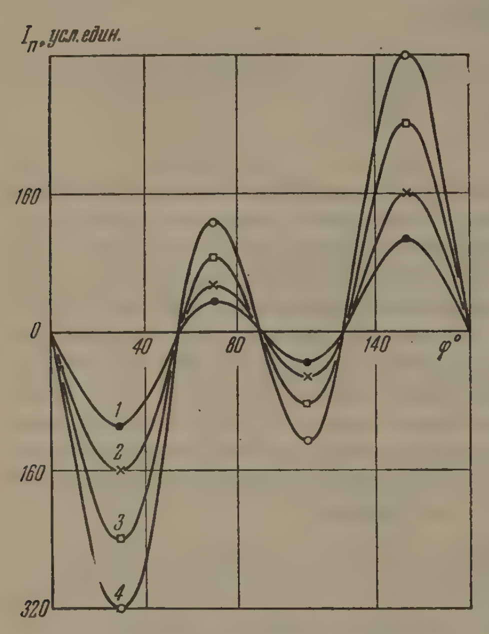


Рис. 1. Кривые, характеризующие анизотропию образцов плавки № 8. Ось ординат — нормальная составляющая намагниченности I_n, ось абсцисс — угол поворота φ. Режимы термической обработки: *1* — 850°, 6 час; *2* — 925°, 6 час; *3* — 1000°, 4 часа; *4* — 1100°, 2 часа

На рис. 1 представлена зависимость I_n от угла φ для образцов, прошедших различную термическую обработку. В общем случае по этим кривым методом гармонического анализа определяются амплитуды составляющих гармоник A_2, A_4 и A_6 и по ним, используя уравнение Акулова для магнитной анизотропии [3], определяется относительный объем кристаллитов, ориентированных согласно тому или иному типу текстуры. Но в частном случае, когда изменения типа текстуры не происходит, а изменяется только степень совершенства текстуры, можно воспользоваться упрощенной методикой и характеризовать совершенство текстуры средней амплитудой I_n [4]. По каждому варианту отжига обрабатывалось три образца; за величину, характеризующую степень совершенства текстуры, принималось среднее арифметическое значение I_n для этих образцов, которое будем обозначать W_Σ. В тех случаях, когда получались очень крупные зерна, обрабатывалось еще 6—8 образцов для статистической достоверности определения текстуры. Разброс точек не превышал 10%.

На рис. 2 представлено влияние скорости нагрева на совершенство текстуры образцов плавки № 8 при нагреве до температур 800—1100° без выдержки. Из графиков видно, как по мере увеличения скорости нагрева до 1100° степень совершенства текстуры прогрессивно уменьшается от 95% при 1 град $мин^{-1}$ до 30 % при нагреве со скоростью 1000 град $сек^{-1}$. Интересно отметить, что при медленном нагреве наибольший прирост степени совершенства текстуры происходит при температурах 900—1000°. Изучение величины зерна показало, что при нагреве с высокими скоростями (100—1000 град $сек^{-1}$) до температур 1100—1200° происходит полная рекристаллизация с весьма значительным развитием роста зерна — иногда до размеров, соизмеримых с толщиной пластинки; применение выдержки в этом случае мало отражается на величине зерна. Следовательно, при скоростном нагреве подавляется не рост зерна вообще, а только преимущественный рост ориентированных зерен.

Более полная картина развития процессов текстурообразования получена при использовании изотермического метода. Образцы нагревались со скоростью порядка 2000 град $мин^{-1}$ до различных температур и выдерживались от 5 мин до 6 час. В результате этих исследований установ-

лено, что при отжиге холоднокатаной трансформаторной стали при температурах выше 850—900° имеет место вторичная рекристаллизация, которая решающим образом отражается на текстурообразовании.

После завершения рекристаллизации обработки в изучаемых образцах устанавливается текстура рекристаллизации, степень совершенства которой равна примерно 20 % и не зависит от скорости нагрева. При уве-

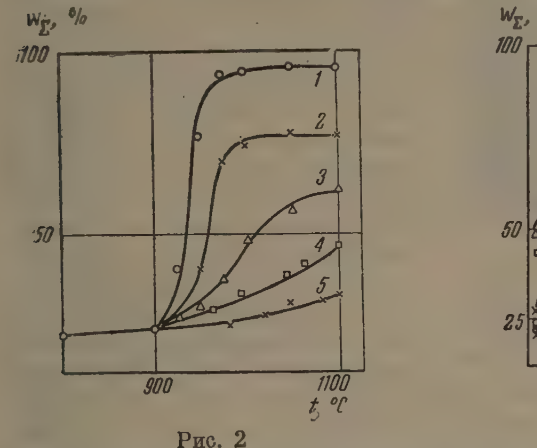


Рис. 2

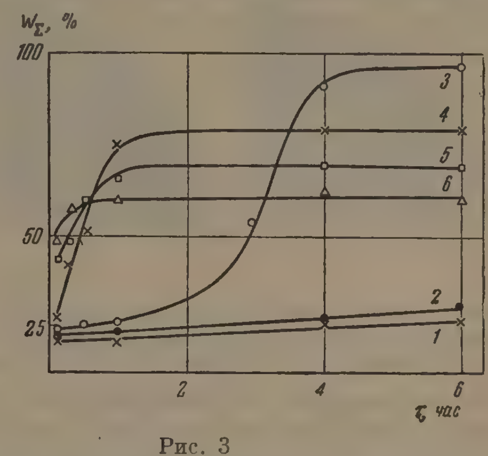


Рис. 3

Рис. 2. Влияние скорости нагрева на степень совершенства текстуры (на суммарную текстуру W_Σ) образцов плавки № 8:
1 — 1,0 град мин$^{-1}$, *2* — 35 град мин$^{-1}$, *3* — 400 град мин$^{-1}$, *4* — 100 град сек$^{-1}$, *5* — 1000 град сек$^{-1}$

Рис. 3. Влияние продолжительности выдержки при различных температурах (*t*°C) на степень совершенства текстуры (суммарную текстуру W_Σ, %) образцов плавки № 8:
1 — 850°, *2* — 900°, *3* — 925°, *4* — 975°, *5* — 1050°, *6* — 1100°

личении выдержки или повышении температуры происходит собирательная рекристаллизация, сопровожающаяся увеличением совершенства текстуры. Степень этого увеличения зависит от механизма роста зерна. Если происходит обычный, непрерывный рост зерен (обычно при температурах до 900°), увеличение степени совершенства текстуры незначительно. Если же происходит вторичная рекристаллизация, возможно значительное увеличение совершенства текстуры. Определяющее значение в этом случае имеют параметры процесса: число центров роста N и линейная скорость роста G. Кинетические кривые процесса текстурообразования для образцов плавки № 8 представлены на рис. 3.

Наибольшее увеличение совершенства текстуры происходит при температурах начала вторичной рекристаллизации, когда возникает небольшое число точно ориентированных «центров роста». При этом вторичная рекристаллизация развивается главным образом за счет разрастания «центров роста», а не возникновения новых, и прекращается после того, как растущие зерна столкнутся. При температуре +925° благодаря сравнительно малой линейной скорости роста процесс требует для своего завершения довольно продолжительного времени: от 4 до 5 час.

Повышение температуры нагрева сопровождается увеличением числа «центров роста»; одновременно ухудшается точность ориентировки этих центров. Процесс вторичной рекристаллизации ускоряется, но размер зерна уменьшается, уменьшается и степень совершенства текстуры. По-видимому, наиболее точно ориентированные зерна являются наиболее устойчивыми, рост их дает наибольшие преимущества в отношении снижения внутренней энергии, поэтому они служат «центрами роста» при низких температурах. С этой точки зрения, хуже ориентированые зерна имеют меньшее стремление к росту и могут стать «центрами роста» только при более высоких температурах. Поэтому повышение температуры на-

грева сопровождается увеличением числа «центров роста» и одновременным уменьшением точности их суммарной ориентировки. На рис. 4 приведены макрофотографии образцов, отожженных при температуре 925° и 1000° и протравленных в 50% растворе NCl для выявления макроструктуры, показывающие, как резко увеличивается число «центров роста» (темные блестки) при повышении температуры.

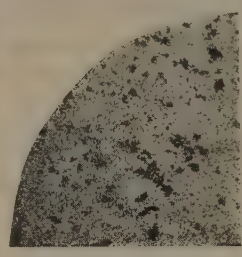


Рис. 4. Макроструктура образцов плавки № 8 при различных температурах и продолжительности отжига: *а* — 925°,15 мин; *б* —1000°, 5 мин

В связи с описанными особенностями протекания вторичной рекристаллизации зависимость совершенства текстуры трансформаторной стали от температуры отжига изображается кривой с максимумом (рис. 5). Из графика видно, что наиболее совершенная текстура получается при температурах начала вторичной рекристаллизации, если выдержка достаточна для полного ее завершения. Отжиг как при более высокой температуре, так и при более низкой приводит к уменьшению резкости текстуры. Максимумы на кривых, относящихся к различным выдержкам, лежат при тем более высоких температурах, чем меньше продолжительность выдержки.

Изложенные результаты исследования позволяют объяснить влияние скорости нагрева на текстуру рекристаллизации при окончательном отжиге холоднокатаной трансформаторной стали. При медленном нагреве процесс вторичной рекристаллизации завершается в благоприятных для текстурообразования условиях, когда возникают наиболее точно ориентированные «центры роста». Увеличение скорости нагрева переносит вторичную рекристаллизацию в область более высоких температур, что сопровождается резким увеличением числа «центров роста» и ухудшением суммарной текстуры.

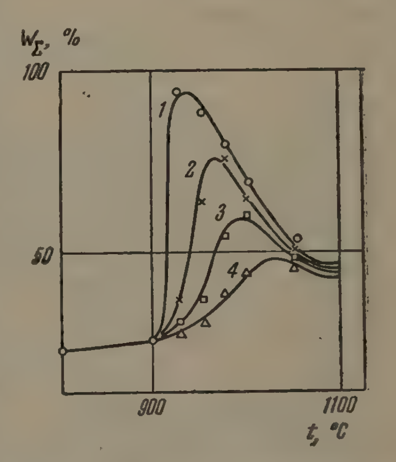


Рис. 5. Влияние температуры нагрева t на степень совершенства текстуры (суммарной текстуры W_{Σ}, %) образцы плавки № 8 при различных продолжительностях выдержки: *1* — 4 час, *2* — 1 час, *3* — 30 мин, *4* — 5 мин

Изучение текстурообразования на образцах других плавок показало, что различные плавки трансформаторной стали имеют индивидуальные особенности, проявляющиеся в изменении температуры начала вторичной рекристаллизации и числа «центров роста». Линейная же скорость роста от индивидуальных свойств плавок практически не зависит.

В некоторых случаях индивидуальные особенности плавки сказываются только в изменении температуры начала вторичной рекристаллизации, при сохранении качественной картины процесса. Это приводит к тому, что малое число «центров роста» и максимальная резкость текстуры наблюдаются при различных температурах, что отражается на кинетике процесса. Если вторичная рекристаллизация начинается при более высоких температурах, то процесс, из-за большей линейной скорости роста, завершается быстрее, чем в образцах плавок с пониженной температурой начала вторичной рекристаллизации. На рис. 6 и 7 схематически представлена зависимость параметров N и G и степени совершенства текстуры от температуры нагрева для плавок с различной температурой

начала вторичной рекристаллизации; время выдержки, указанное на кривых, соответствует полностью закончившейся вторичной рекристаллизации. В зависимости от температуры начала вторичной рекристаллизации время, необходимое для получения наиболее совершенной текстуры, может меняться от 4—6 час (при 900—920°) до 15—20 мин (при 1000—1020°). Изучение текстурообразования на большом количестве промышленных плавок показало, что в большинстве случаев вторичная рекристаллизация наблюдается при температурах 920—970°, что соответствует выдержкам 3—4 час.

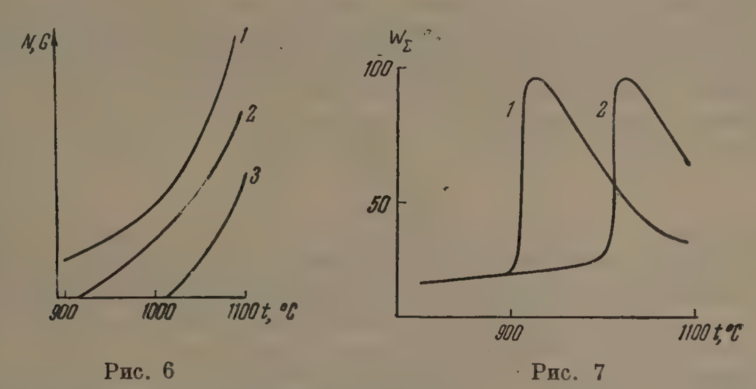


Рис. 6 Рис. 7

Рис. 6. Влияние температуры нагрева t на параметры вторичной рекристаллизации: *1* — линейная скорость роста G, плавки № 2 и № 8, *2* — число центров роста N плавки № 8, *3* — то же, плавка № 2. Схематическое изображение

Рис. 7. Влияние температуры нагрева t на текстурообразование (суммарную текстуру W_{Σ}, %): *1* — плавка № 8, выдержка 4 часа; *2* — плавка № 2, выдержка 20 мин. Схематическое изображение

Отдельные плавки не имеют ясно выраженной температуры начала вторичной рекристаллизации,— в образцах этих плавок при всех температурах, начиная с 820—850°, возникает большое число «центров роста». Степень совершенства текстуры, которую можно получить при отжиге таких плавок, невелика, и готовые листы этих плавок имеют, как правило, низкий уровень магнитных свойств.

В результате специальных опытов по изучению влияния различных факторов на вторичную рекристаллизацию установлено, что предварительный низкотемпературный отжиг (ниже 850°), даже очень продолжительный (18—20 час), не отражается ни на параметрах вторичной рекристаллизации, ни на процессах текстурообразования. Предварительный отжиг при повышенных температурах (выше 1000—1050°), даже в случае скоростного электронагрева, когда не происходит сильного роста зерен, устраняет возможность вторичной рекристаллизации при более низких температурах и резко снижает суммарную текстуру при последующем отжиге. Это обстоятельство следует учитывать при разработке режимов предварительного обезуглероживающего отжига в проходных печах перед окончательным высокотемпературным отжигом.

Если холоднокатаные образцы подвергнуть низкотемпературному отжигу до 850°, а затем прокатать их с критическими обжатиями, то это приводит к полному подавлению вторичной рекристаллизации, к резкому снижению совершенства текстуры при последующем отжиге. Интересно отметить, что величина критической деформации для образцов холоднокатаной трансформаторной стали, подвергнутых низкотемпературному отжигу, не превышает 5 %, в то время как известно, что критическая деформация горячекатаной стали составляет 10—12%. Снижение величины критического обжатия может быть объяснено, если допустить, что низкотемпературный отжиг холоднокатаной стали не снимает всех

напряжений. Последние исследования фигур травления холоднокатаной и отожженной трансформаторной стали [5] показывают, что такое объяснение достаточно достоверно.

Все изложенное выше относится к процессам, происходящим в промышленных лентах, полученных двукратной холодной прокаткой с промежуточным отжигом. Исследования показывают, что явление вторичной рекристаллизации с такими же особенностями наблюдается при однократной прокатке с обжатиями более 75%. Отличие по сравнению с двукратной пракаткой состоит в том, что вторичная рекристаллизация с образованием точно ориентированных «центров роста» начинается, как правило, при более низких температурах и требует для своего завершения продолжительных выдержек (8—12 час). По-видимому, это обстоятельство послужило причиной распространенного в настоящее время мнения, что при однократной прокатке невозможно получение текстуры рекристаллизации высокой степени совершенства.

Выводы

1. При отжиге холоднокатаной трансформаторной стали, подвергнутой двукратной прокатке с промежуточным отжигом или однократной прокатке с обжатиями больше 75%, имеет место вторичная рекристализация, при которой создаются условия для преимущественного роста ориентированных зерен.

2. Наиболее благоприятной температурой для получения совершенной текстуры является температура начала вторичной рекристаллизации, когда возникают наиболее точно ориентированные «центры роста». В связи с тем, то при этой температуре число «центров роста» невелико, а линейная скорость роста мала, процесс требует для своего завершения продолжительного времени — до 6 час. Повышение температуры нагрева приводит к увеличению числа «центров роста» и ухудшению точности их ориентировки; процесс ускоряется, но приводит к получению мелких, слабо ориентированных зерен.

3. При медленном нагреве вторичная рекристаллизация завершается при оптимальных температурах; быстрый нагрев переносит ее в область более высоких температур, что сопровождается уменьшением размеров зерна и снижением совершенства текстуры. Поэтому в промышленных условиях целесообразно применять промежуточную выдержку в процессе нагрева, если скорость нагрева не обеспечивает необходимого времени пребывания стали в интервале температур 900÷1000°.

4. На развитие вторичной рекристаллизации оказывают также влияние индивидуальные особенности плавки, предварительный высокотемпературный подогрев, прокатка с критическим наклепом. Низкотемпературный отжиг не влияет на вторичную рекристаллизацию.

5. Наличие вторичной рекристаллизации и ее особенности необходимо учитывать при разработке технологических схем изготовления холоднокатаной трансформаторной стали различных марок.

Уральский научно-исследовательский
институт черных металлов

Цитированная литература

1. Гольдман А. Л., Дружинин В. В., Сборник, посвященный 70-летию академика Иоффе.— Изд. АН СССР, М., 1950.
2. Григоров К. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 11, 6, 679 (1947).
3. Акулов Н. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, М., 1939.
4. Миронов Л. В., Шубин Г. Н., О кинетике текстурообразования трансформаторной стали. Бюл. информации Уральск. н.-и. ин-та черных металлов, № 2 (1957).
5. Dunn C. G., Koch E. F., Acta metallurgica 5, 10, 548 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. Л. БРЮХАТОВ, Н. А. ГРИНЧАР и И. Я. ЕКАМАСОВ

МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ТЕКСТУРЫ ДЕФОРМАЦИИ ХОЛОДНОЙ ПРОКАТКИ И РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ЧИСТОМ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ НИКЕЛЕ

Введение

Среди текстур, получаемых в прокатанных металлах путем рекристаллизации, особый интерес представляет так называемая «текстура куба». Она может быть установлена в некоторых металлах и сплавах с гранецентрированной кубической решеткой [1].

Эта текстура характеризуется расположением кристаллографической плоскости грани куба в плоскости прокатки и направлением кристаллографической оси, параллельной ребру куба, по направлению прокатки и условно обозначается (100), [001].«Текстура куба» дает возможность использовать резкую анизотропию некоторых физических свойств монокристаллов. В частности, установлена возможность использовать максимальное значение магнитострикции монокристалла никеля $\lambda = -54 \cdot 10^{-6}$ путем создания в поликристаллическом материале «текстуры куба» в процессе собирательной рекристаллизации [2].

Несмотря на то, что процесс рекристаллизации никеля, приводящий к установлению «текстуры куба», подвергался изучению [2—4], условия развития текстуры деформации холодной прокатки и текстуры рекристаллизации и их анализ для никеля до настоящего времени остаются еще недостаточно разработанными.

Целью настоящей работы является развитие магнитного анализа текстуры деформации холодной прокатки и рекристаллизации в чистом электролитическом никеле и выяснение влияния степени чистоты металла, режима холодной прокатки, температуры и длительности отжига на развитие и характер текстуры и внутренних напряжений.

I. Метод магнитного анализа текстуры прокатанного никеля

Для исследования текстуры был применен метод измерения механических крутящих моментов посредством магнитного структурного динамометра [5]. Разложение полученных магнитограмм на гармоники методом гармонического анализа, как правило, приводит к следующему общему выражению для механического момента:

$$M = A_4 \sin 4\alpha + A_2 \sin 2\alpha, \tag{1}$$

в котором α — угол между направлениями прокатки и магнитного поля, A_4 и A_2 — величины, зависящие от константы анизотропии.

Расчет производится для некоторой средней «эффективной» текстуры, заменяющей реальную текстуру с каким-то распределением кристаллографических осей. При расчете текстуры в образцах, полученных холодной прокаткой, за основу были приняты данные рентгеновского анализа о наличии основной текстуры, характеризуемой совпадением плоскости

(011) с плоскостью прокатки и ориентацией кристаллографической оси [112] вдоль направления прокатки [1] с возможным отклонением от нее до 8° [6], а также о наличии второй текстуры, менее резко выраженной, у которой плоскость (112) находится в плоскости прокатки, а ось [111] расположена вдоль направления прокатки [1]. Обозначая через ω_j угол между ребром куба и направлением прокатки для кристаллитов первой группы и через W_j — их процентное содержание по объему, а через W_2 — процентное содержание по объему кристаллитов, принадлежащих ко второй группе, с ориентировкой (112), [111], можно из формулы анизотропии магнитной энергии получить выражение для механических крутящих моментов [5, 7].

Для кристаллитов обеих групп выражения для этих моментов могут быть представлены в следующем виде:

$$M_1 = \frac{3}{8} K (\Sigma W_j \cos 4\omega_j) \sin 4\alpha + \frac{1}{4} K (\Sigma W_j \cos 2\omega_j) \sin 2\alpha, \quad (2)$$

$$M_2 = -\frac{1}{24} K W_2 (7 \sin 4\alpha + 2 \sin 2\alpha), \quad (3)$$

где K — константа анизотропии никеля.

Выражение общего вращающего механического момента M должно получаться как сумма указанных моментов (2) и (3) и момента M_3, обусловленного ориентированными внутренними напряжениями:

$$M = M_1 + M_2 + M_3, \quad (4)$$

где

$$M_3 = X_2 \sin 2\alpha. \quad (5)$$

Сводя реальную текстуру с рассеянием оси [112] вокруг направления прокатки, к «эффективной» текстуре с точной ориентацией оси [112] вдоль прокатки, т. е., заменяя углы ω_j одним углом ω_1, для которого $\cos \omega_1 = \frac{\sqrt{6}}{3}$, и заменяя W_j одним W_1, можем представить общее выражение крутящего момента M в следующем виде:

$$M = \frac{K}{24} W_1 (2 \sin 2\alpha - 7 \sin 4\alpha) - \frac{K}{24} W_2 (2 \sin 2\alpha + 7 \sin 4\alpha) + X_2 \sin 2\alpha, \quad (6)$$

или

$$M = \left[\frac{K}{12}(W_1 - W_2) + X_2\right] \sin 2\alpha - \frac{7}{24} K (W_1 + W_2) \sin 4\alpha. \quad (7)$$

Уравнения (1) и (7) не дают возможности определить три неизвестные величины W_1, W_2 и X_2. Учитывая разное влияние температуры на гармоники, обусловленные кристаллографической анизотропией, и на гармонику, обусловленную внутренними упругими напряжениями [8], можно получить третье уравнение. Для этого необходимо снять магнитограмму механических моментов при низкой температуре (температуре жидкого азота). Тогда для решения задачи будем иметь следующие три уравнения:

$$\left.\begin{aligned} \frac{K}{12}(W_1 - W_2) + X_2 &= A_2, \\ -\frac{7 \cdot K}{24}(W_1 + W_2) &= A_4, \\ \frac{K'}{12}(W_1 - W_2) + 1{,}5 X_2 &= A_2'. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

A_2 и A_4 — амплитуды гармоник экспериментальной кривой моментов при комнатной температуре, а A'_2 — при температуре жидкого азота. Значения K берутся из температурной зависимости константы анизотропии никеля [9]; K' — значение константы анизотропии при температуре жидкого азота.

При указанном охлаждении изменение амплитуды 2-й гармоники, обусловленной напряжениями, связано с соответственным температурным изменением магнитострикции [10]. С достаточной точностью можно считать, что магнитострикция в данном случае возрастает в 1,5 раза.

II. Результаты исследования

Исследованию был подвергнут электролитический никель высокой чистоты Н0000 с содержанием 99,97% чистого никеля и 0,03% всех примесей, включая в них и кобальт (0,012%). Холодная прокатка проводилась до высокой степени обжатия (до 90% и выше). Применялись разные

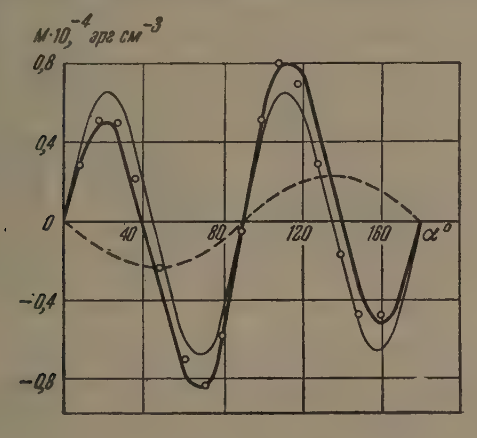


Рис. 1

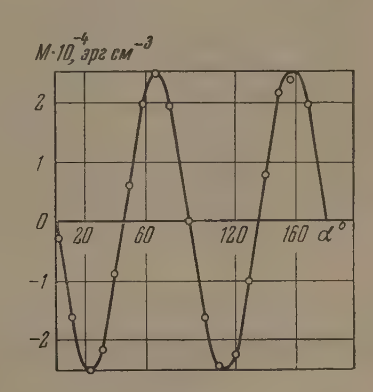


Рис. 2

Рис. 1. Магнитограмма механических моментов для образца № 17 никеля Н0000 до термообработки. Обжатие постепенное до 90%. $M = 0{,}65 \cdot 10^4 \cdot \sin 4\alpha - 0{,}22 \cdot 10^4 \cdot \sin 2\alpha$

Рис. 2. Магнитограмма механических моментов для образца № 17 никеля Н0000 после отжига в вакууме при 1100° в течение 2 час. Снята при комнатной температуре. $M = -2{,}49 \cdot 10^4 \cdot \sin 4\alpha$

темпы прокатки. Так, обжатие одних образцов до 90% проводилось постепенно — за 200 проходов, обжатие других образцов до более высоких степеней обжатия 94—95% проводилось стремительно — за 15—20 проходов.

Отжиг на рекристаллизацию производился в вакууме при различных режимах: при 1000° в течение 4 час и при 1100° в течение 2 час при медленном последующем охлаждении вместе с печью в обоих случаях.

1. Получение «текстуры куба»

Как показали опыты, в образцах, подвергнутых постепенному обжатию порядка 90%, в результате отжига при 1100° в течение 2 час устанавливается совершенная «текстура куба», т. е. 100% всех кристаллитов принимает указанную ориентацию.

На рис. 1 представлена магнитограмма механических моментов, снятая при комнатной температуре на образце № 17 непосредственно после постепенного обжатия до 90%. На рис. 2 представлена магнитограмма для того же образца после отжига, которая полностью совпадает с магнитограммой механических моментов монокристалла никеля в плоскости грани куба [9].

В образцах, подвергнутых стремительному обжатию от 90 до 95% тем же 2-часовым отжигом при 1100°, не удается получить совершенную «текстуру куба». В этом случае наблюдается количественное изменение текстуры холодного проката и лишь частичное возникновение «текстуры куба».

Отжиг при 1000° в течение 4 час не дает совершенной «текстуры куба» ни при каких степенях обжатия. На рис. 3 представлена магнитограмма механических моментов, снятая при комнатной температуре непосредственно после холодной прокатки на образце № 10, подвергнутом стремительному обжатию до 95,3%, а на рис. 4 — магнитограмма того же образца, снятая после высокотемпературного отжига.

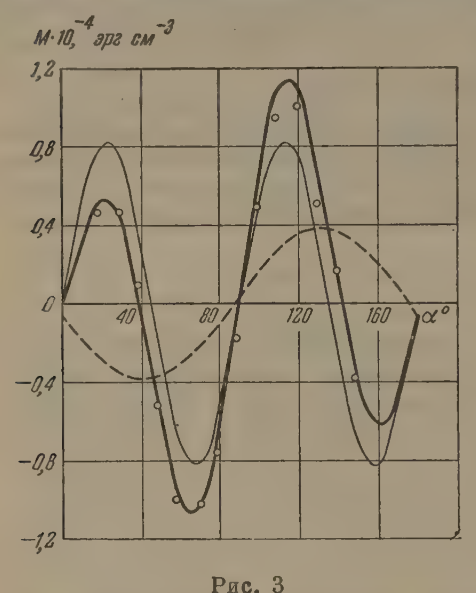


Рис. 3

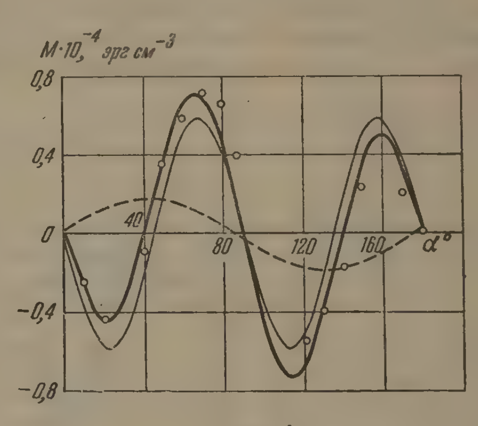


Рис. 4

Рис. 3. Магнитограмма механических моментов для образца № 10 никеля Н0000 до термообработки. Обжатие стремительное до 95,3 %.

$$M = 0{,}83 \cdot 10^4 \sin 4\alpha - 0{,}38 \cdot 10^4 \cdot \sin 2\,(\alpha + 4°)$$

Рис. 4. Магнитограмма механических моментов для образца № 10 никеля Н0000 после отжига в вакууме при 1000° в течение 4 час. Снята при комнатной температуре.

$$M = -0{,}59 \cdot 10^4 \sin 4\alpha + 0{,}19 \cdot 10^4 \cdot \sin 2\,(\alpha + 6°)$$

2. Анализ текстуры и напряжений

Результаты анализа текстуры и напряжений для электролитического никеля Н0000 даются в табл. 1.

Таблица 1

Результаты количественного расчета текстуры и гармоник, обусловленных внутренними напряжениями, для никеля Н0000 после холодного проката без отжига

№ образца	Темп обжатия	Степень обжатия, %	W_1, %	W_2, %	Амплитуда гармоники X_2, эрг см$^{-3}$
17	Постепенный	90	22	21	$-0{,}21 \cdot 10^4$
10	Стремительный	95,3	7	55	$-0{,}6 \cdot 10^4$
24		94,8	3,5	54	$-0{,}66 \cdot 10^4$
25		94,1	5	54	$-0{,}7 \cdot 10^4$
26		94,6	3	58	$-0{,}7 \cdot 10^4$

На рис. 5 представлена магнитограмма механических моментов, снятая при температуре жидкого азота для образца № 17 до отжига, на рис. 6 — аналогичная магнитограмма для образца № 10. Обе магнитограммы необходимы для составления уравнений (8).

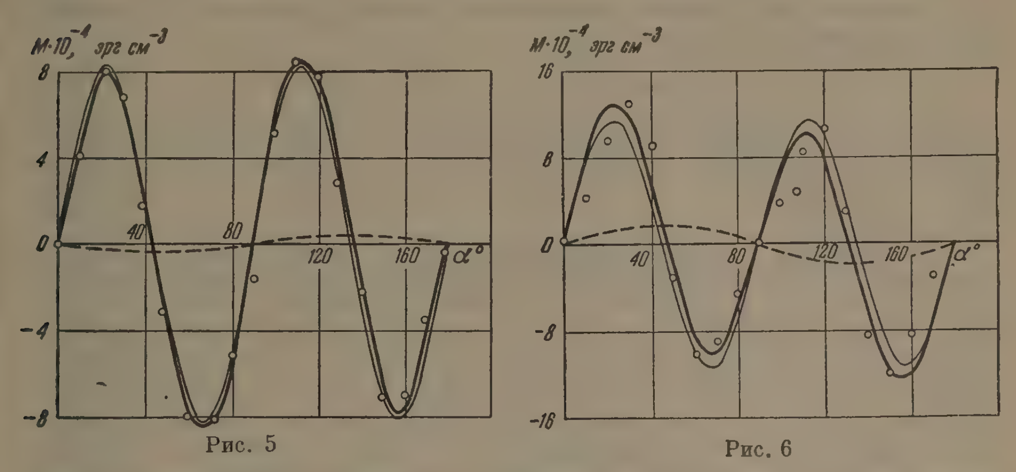


Рис. 5 Рис. 6

Рис. 5. Магнитограмма механических моментов для образца № 17 никеля Н0000 до термообработки. $M = 8{,}15 \cdot 10^4 \cdot \sin 4\alpha - 0{,}35 \cdot 10^4 \cdot \sin 2\alpha$

Рис. 6. Магнитограмма механических моментов для образца № 10 никеля Н0000 до термообработки. $M = 11{,}54 \cdot 10^4 \cdot \sin 4\alpha + 1{,}73 \cdot 10^4 \cdot \sin 2\alpha$

Произведенные измерения во всех случаях показывают, что вторая гармоника, создаваемая внутренними напряжениями, имеет отрицательную амплитуду X_2, величина которой возрастает при увеличении степени и темпа обжатия.

3. Снятие внутренних напряжений и образование текстуры рекристаллизации

Для того чтобы проследить изменение внутренних напряжений при отжиге, образцы № 24, 25, 26 были подвергнуты отжигу в вакууме в течение 2 час: образец № 24 при $+200°$, образец № 25 при $+300°$, образец № 26 при $+400°$.

По магнитограммам механических моментов были рассчитаны общее количество ориентированных кристаллитов и величины амплитуд вторых гармоник X_2, обусловленных внутренними напряжениями.

Таблица 2

Изменение внутренних напряжений при отжиге

№ образца	Температура отжига, °C	Длительность отжига, часы	Амплитуда гармоники X_2, эрг см⁻³
24	+200	2	$-0{,}39 \cdot 10^4$
25	+300	2	$-0{,}03 \cdot 10^4$
26	+400	2	0

Расчеты показывают, что общее количество кристаллитов, ориентированных холодной прокаткой, при указанных отжигах мало меняется, но резко убывает величина амплитуды X_2 второй гармоники, обусловленной внутренними напряжениями, вплоть до обращения ее в нуль в результате отжига при температуре $+400°$, что указывает на полное снятие напряжений. В табл. 2 показано изменение амплитуды X_2.

Расчеты магнитограммы образца № 26 также показывают, что одновременно с уничтожением внутренних напряжений начинается формирование третьей группы ориентированных кристаллитов, образующих «текстуру куба».

Эта возникающая в результате отжига третья группа с относительным объемом W_0, соответствующая «текстуре куба», дает свою гармонику:

$$M_4 = \frac{K}{2} W_0 \sin 4\alpha. \qquad (9)$$

Вследствие этого второе уравнение в системе уравнений (3) должно быть написано следующим образом:

$$-\frac{7K}{24}(W_1 + W_2) + \frac{1}{2} KW_0 = A_4. \qquad (10)$$

Полагая, что общее число ориентированных кристаллитов первой и второй группы также мало изменяется, как это получается по расчетам текстур для образцов № 24 и 25 после их отжига, получаем для W_0 значение около 20%.

Таким образом, текстура при переходе от текстуры холодного проката к текстуре рекристаллизации не может быть совершенно уничтожена подобно внутренним напряжениям. Постепенно убывая, текстура холодного проката заменяется текстурой рекристаллизации с возникновением и развитием третьей группы кристаллитов, образующих «текстуру куба». При этом общая магнитограмма механических моментов меняет свой вид, все время оставаясь суммой нескольких магнитограмм, соответствующих изменяющимся группам кристаллитов. Поэтому по обращению в нуль амплитуды общей магнитограммы нельзя вообще судить об исчезновении текстуры.

4. Влияние чистоты никеля на образование текстуры и снятие внутренних напряжений

Для сравнения был исследован технический никель Н2 с содержанием никеля 97,5% и 2,5% всех примесей, включая в них и кобальт (1,0%). Результаты представлены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты количественного расчета текстуры и гармоник, обусловленных внутренними напряжениями, для никеля Н2 после холодного проката без отжига

№ образца	Темп обжатия	Степень обжатия, %	W_1, %	W_2, %	Амплитуда гармоники X_2, эрг см$^{-3}$
6	Стремитель-	76	23	11,4	$-0,44 \cdot 10^4$
2	ный	92,4	35	27	$-0,86 \cdot 10^{-4}$

Как видно из табл. 3, количество кристаллитов 1-й группы преобладает и внутренние напряжения имеют большое значение.

Результаты отжига в вакууме показаны в табл. 4.

Таблица 4

Результаты количественного расчета текстуры и гармоник, обусловленных внутренними напряжениями, для никеля Н2 после отжига при температуре 1000° в течение 4 час

№ образца	Темп обжатия	Степень обжатия, %	W_1, %	W_2, %	Амплитуда гармоники X_2, эрг см$^{-3}$
6	Стремитель-	76	22	12	$-0,07 \cdot 10^4$
2	ный	92,4	32	13	$-0,06 \cdot 10^4$

Как видно из таблицы, даже высокотемпературный отжиг мало изменяет текстуру холодного проката и не вполне снимает внутренние напряжения, в то время как для никеля высокой чистоты Н0000 сравнительно сильные внутренние напряжения, созданные холодной прокаткой (табл. 1), совершенно снимаются отжигом при температуре +400° (табл. 2).

Выводы

1. При анализе текстуры холодного проката никеля необходимо, в соответствии с данными рентгеновского анализа, принимать во внимание как группу ориентированных кристаллитов, соответствующую текстуре (110), [112], так и группу, соответствующую текстуре (112), [111]. Относительной численностью ориентированных кристаллитов в той и другой группе и степенью развития внутренних напряжений объясняются перемены знака 2-й гармоники в магнитограммах механических моментов, имеющие место при глубоком охлаждении и под действием отжига.

2. Разделяя влияние кристаллографической текстуры и внутренних ориентированных напряжений методом снятия магнитограмм механических моментов при температуре жидкого азота, можно определять относительное число ориентированных кристаллитов в обеих текстурах и амплитуды вторых гармоник, характеризующие внутренние напряжения.

3. Результаты измерений показывают, что в никеле высокой чистоты (Н0000) под влиянием холодной прокатки при стремительном обжатии (15—20 проходов) до 94—95% создается текстура с преобладанием второй группы (112), [111] при сильно выраженных внутренних напряжениях. При постепенном обжатии (200 проходов) до 90 % в том же никеле (Н0000) создается текстура с равномерным распределением кристаллитов по обеим группам при незначительных внутренних напряжениях.

4. Образованию «текстуры куба» при отжиге в процессе собирательной рекристаллизации сопутствует изменение знака амплитуды четвертой гармоники магнитограмм, снятых после высокотемпературного отжига. Анализ кривых механических моментов, снятых после термообработки, показывает, что при отжиге в вакууме при температуре 1100° в течение 2 час в электролитическом никеле высокой чистоты (Н0000), подвергнутом предварительной холодной прокатке с обжатием в 90%, устанавливается совершенная «текстура куба», охватывающая 100% всех кристаллитов. Такая полная «монокристаллизация» никеля достигается лишь при условии прокатки с постепенным обжатием в 90% (за 200 проходов) и только в никеле высокой чистоты, в котором все примеси не превышают 0,03%, как у никеля Н0000.

5. В техническом никеле типа Н2, в котором общее содержание примесей достигает 2,5%, под действием холодной прокатки при стремительном обжатии в 76% и выше, за 90%, создается текстура с преобладанием 1-й группы (110), [112] при значительных внутренних напряжениях. Высокотемпературный отжиг мало меняет текстуру холодного проката и не приводит к образованию явно выраженной «текстуры куба».

6. В никеле высокой чистоты внутренние напряжения, созданные холодной прокаткой, совершенно снимаются отжигом в 400°. В то же время в техническом никеле даже отжиг при 1000° только снижает внутренние напряжения, окончательно не снимая их.

Кафедра физики Московского института
инженеров железнодорожного транспорта

Цитированная литература

1. Баррет Ч. С., Структура металлов.— Металлургиздат, М., 1948.
2. Брюхатов Н. Л., Отчеты и материалы НИИФ МГУ.— 1948—1949.
3. Müller H. G., Z., Metallkunde, 31, 161 (1939).
4. Bittel H., Ann. d. Physik, 31, 219 (1938), Ibid, 32, 608 (1938).
5. Акулов Н. С., Брюхатов Н. Л., Ж. эксперим. и теор. физ., 3, 59 (1933); Брюхатов Н. Л., Заводск. лаборатория, *10*. 42 (1933); Akulov N., Brüchatov N., Ann. d. Physik, 15, 741 (1932).
6. Конобеевский С. Т., Ж. прикл. физики, 2, 107 (1925).
7. Bozorth R., Phys. Rev., 50, 1076, (1936).
8. Брюхатов Н. Л., Изв. АН СССР. Сер. физ., 11, 519 (1947).
9. Брюхатов Н. Л., Киренский Л. В., Ж. Эксперим. и теор. физ., 8, 198 (1938); Brüchatov N., Kirensky L., Techn. Phys. USSR, 5, 1 (1938); Brüchatov N. L., Kirensky L. V., Phys. Z. Sowjetunion, 12, 602 (1937).
10. Дьяков Г. П., Изв. АН СССР. Сер. физ., 11, 667 (1947).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. М. ПУЗЕЙ и Б. В. МОЛОТИЛОВ

МАГНИТОСТРИКЦИЯ СПЛАВОВ НИКЕЛЬ-ЖЕЛЕЗО-МОЛИБДЕН

Введение

При наличии упругих напряжений в материале магнитострикционное изменение размеров происходит с затратой работы против этих сил. Следовательно, процесс намагничивания будет определяться наряду с энергией анизотропии также и поведением магнитоупругой энергии.

Если в случае поликристаллов мы можем говорить о нулевой магнитострикции, то в случае монокристаллов можно говорить о нулевой магнитострикции только в данном направлении кристалла.

На основании двухконстантной формулы для магнитострикции монокристалла

$$\lambda = \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2 - \frac{1}{3}\right) + 3\lambda_{111}\left(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_1\alpha_3\beta_1\beta_3 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3\right)$$

следует, что вдоль направления [100] магнитострикция будет нулевой при $\lambda_{100} = 0$, а для [111] при $\lambda_{111} = 0$.

В промежуточных направлениях нулевая магнитострикция возможна, если λ_{100} и λ_{111} имеют разные знаки.

Найдем в монокристалле направления нулевой магнитострикции. Пусть $\lambda = 0$ и $\alpha_i = \beta_i$.

Тогда из формулы для магнитострикции мы получим следующее уравнение в полярных координатах:

$$\frac{1}{2}(\sin 2\varphi - 1)\sin^4\theta + \sin^2\theta = \frac{\lambda_{100}}{3(\lambda_{100} - \lambda_{111})}.$$

Решение этого уравнения показывает, что линии $\theta(\varphi)$ образуют на сфере многосвязную область положительной и отрицательной магнитострикции. Вид и связность этой области существенно зависят от соотношения между λ_{100} и λ_{111}. При $\lambda_{100} < -3\lambda_{111}$ связность равна 6, при $\lambda_{100} > -3\lambda_{111}$ связность равна 8. В точке $\lambda_{100} = -3\lambda_{111}$ происходит скачкообразный переход от одной связности в другую. На рис. 1 схематически показана связность областей на поверхности монокристального шара, тетрагональная ось которого перпендикулярна плоскости чертежа.

Вдоль контуров областей продольная магнитострикция равна нулю. Если бы при намагничивании шара вдоль направления нулевой магнитострикции шар не претерпевал деформации, т. е. магнитострикция во всех направлениях была бы нулевой, то магнитоупругая энергия равнялась бы нулю.

Однако далеко не для всех контурных направлений намагничивания шар не испытывает деформации. Найдем направления намагничивания с минимальной магнитоупругой энергией.

Как известно, потенциальная энергия кубического монокристалла равна

$$W = \frac{1}{2}c_{11}(\tau_{11}^2 + \tau_{22}^2 + \tau_{33}^2) + c_{12}(\tau_{22}\tau_{33} + \tau_{11}\tau_{33} + \tau_{11}\tau_{22}) + \frac{1}{2}c_{44}(\tau_{23}^2 + \tau_{13}^2 + \tau_{12}^2),$$

где c_{11}, c_{12}, c_{44} — модули упругости, τ_{ij} — компоненты тензора деформации.

Деформация намагниченного в направлении α_i монокристалла определяется тензором анизотропии Акулова [1]:

$$\begin{vmatrix} (a_0 + a_1 s_1^2) & a_2 s_1 s_2 & a_2 s_1 s_3 \\ a_2 s_2 s_1 & (a_0 + a_1 s_2^2) & a_2 s_2 s_3 \\ a_2 s_3 s_1 & a_2 s_3 s_2 & (a_0 + a_1 s_3^2) \end{vmatrix}.$$

Если выразить постоянные $a_0 a_1 a_2$ через параметры магнитострикции λ_{100} и λ_{111} и подставить компоненты тензора магнитострикционной деформации в формулу для потенциальной энергии, то мы получим следующую формулу:

$$W = \left(\frac{81}{8}\lambda_{100}^2 c_{11} + 18\lambda_{100}^2 c_{12}\right) +$$
$$+ \frac{9}{4}\left(-\lambda_{100}^2 c_{11} + \lambda_{100}^2 c_{12} + \frac{1}{4}\lambda_{111}^2 c_{44}\right)(s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2 + s_1^2 s_2^2).$$

Предположим, что энергия анизотропии равна нулю. Найдем потенциальную энергию при разных значениях λ_{100} и λ_{111}.

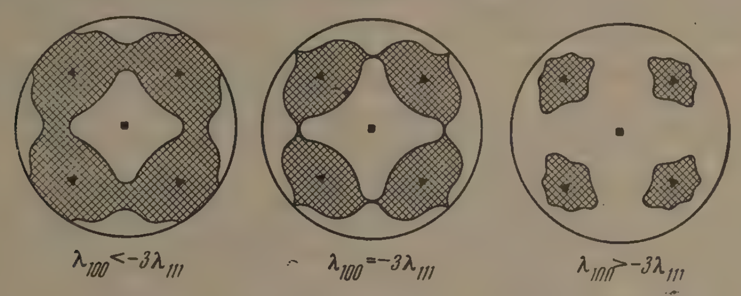


Рис. 1. Области монокристаллического шара с положительной и отрицательной магнитострикцией и линии нулевой магнитострикции. Черные квадраты — выходы оси [100], черные треугольники — выходы оси [111]; заштрихованные области соответствуют $\lambda < 0$, светлые — $\lambda > 0$

1. Пусть $\lambda_{100} = 0$, $\lambda_{111} \neq 0$. Энергия W минимальна ($W = 0$) при ориентации векторов спонтанной намагниченности вдоль ребер куба ($\alpha_i = 0$, $\alpha_j \neq 0$, $\alpha_k \neq 0$). Это означает, что шар в этом случае не изменяет своей формы и размера. Поэтому направлениями легкого намагничивания будут направления ребер куба. Равенство нулю параметра магнитострикции λ_{100} будет обусловливать максимум проницаемости. В сплавах Ni-Fe с 45% Ni, в которых $\lambda_{100} = 0$, по данным [2], действительно, наблюдается максимум начальной и максимальной проницаемости.

2. Пусть $\lambda_{111} = 0$, а $\lambda_{100} \neq 0$. Энергия W минимальна при $s_1^2 = s_2^2 = s_3^2 = \frac{1}{3}$, поскольку C_{11} и $C_{12} > 0$ и $C_{11} > C_{12}$. Таким образом, в этом случае направлениями легкого намагничивания будут направления диагоналей куба. Наблюдаемый пик проницаемости железо-никелевого сплава с 78% Ni можно объяснить тем, что при этой концентрации, согласно [3], константа λ_{111} очень мала, кроме того, и константа анизотропии также мала и отрицательна.

По данным [3], для бинарных железо-никелевых сплавов $\lambda_{100} < 0$ в области концентраций 100 — 83% Ni, $\lambda_{100} > 0$ в области 83 — 45 % Ni, $\lambda_{111} < 0$ в области 100 — 81 % Ni, $\lambda_{111} > 0$ при 81 % Ni и менее. При добавке в бинарный сплав третьего компонента, например молибдена, концентрации, соответствующие нулевым значениям λ_{100} и λ_{111}, будут смещаться в глубь концентрационного треугольника, образуя граничные линии, на которых $\lambda_{100} = \lambda_{111} = 0$.

В середине между этими линиями λ_{100} и λ_{111} имеют разные знаки. Поэтому линия нулевой магнитострикции поликристалла должна распо-

ложиться между этими двумя границами. Это будет иметь место при условии $\lambda_s = \frac{2\lambda_{100} + 3\lambda_{111}}{5} = 0$, т. е., когда $\lambda_{100} = -\frac{3}{2}\lambda_{111}$.

В работе [5] было показано, что, если учесть способность сплавов Ni-Fe-Cr к упорядочению, то для поликристаллов условия равенства нулю константы анизотропии и магнитострикции выполняются не при одной концентрации, а при многих, расположенных на некотором отрезке линии. Совершенно аналогичная картина будет и в другой важнейшей системе сплавов Ni-Fe-Mo. Следует, однако, отметить, что в сплавах типа Cr-пермаллоя процесс упорядочения идет с образованием дальнего порядка, в то время как в сплавах типа Mo-пермаллоя дальний порядок не был обнаружен. По-видимому, изменения многих свойств с термической обработкой обусловлены в Mo-пермаллое процессами ближнего порядка. Как изменится область концентраций сплавов с нулевыми константами, если учесть две константы магнитострикции монокристаллов?

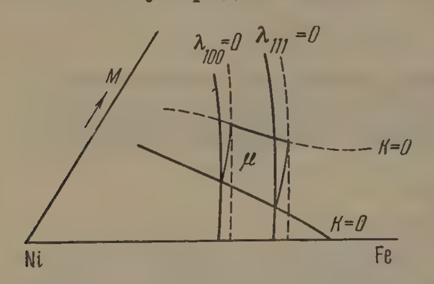


Рис. 2. Область существования высокопроницаемых сплавов системы Ni — Fe — Mo (μ-область). Сплошные кривые — неупорядоченное состояние, пунктирные — упорядоченное

При $K = 0$ и $\lambda_{100} = 0$ направлением легкого намагичения будут ребра куба, а при $\lambda_{111} = 0$ — диагонали куба.

Поэтому областью концентраций сплавов с малыми константами в тройной системе будет уже не отрезок линии, а участок плоскости поверхности, ограниченный с двух сторон линиями: $K_{\text{неупор}} = 0$ и $K_{\text{упор}} = 0$, а с других сторон — линиями $\lambda_{100} = 0$ и $\lambda_{111} = 0$. Эта область показана на рис. 2 (μ-область).

Вышеприведенные выкладки сделаны на основе формулы для магнитострикции с двумя константами. Учет большего количества констант не даст существенно нового из-за их малости [3].

В данной работе ставится задача исследования магнитострикции сплавов никель-железо-молибден в зависимости от упорядочения и температуры.

1. Техника измерений

Измерение магнитострикции производилось мостовым методом. Во всех четырех плечах моста были включены тензодатчики (50, 150 или 200 Ω). Два из них были рабочие, а остальные два — компенсационные. Все четыре датчика монтировались в одном блоке, который помещался в дьюар, что обеспечивало одинаковую температуру датчиков.

Рабочие тензодатчики были наклеены с разных сторон образца.

Так как интересующие нас сплавы лежали в области нулевых магнитострикций, порядок величины которой был 10^{-6}— 10^{-7}, то простая мостовая схема не обеспечивала необходимой точности измерений. Поэтому в индикаторную ветвь моста включалось фотоусилительное устройство, состоящее из первичного гальванометра, дифференциального фотоэлемента, вторичного гальванометра и приспособления, стабилизирующего световой поток.

Из-за высокой чувствительности установка требует тщательной защиты от электромагнитных помех, механических вибраций, применения долгопериодных гальванометров, термостатирования, стабилизации источников тока и т. п. Рабочий ток в мосте составлял 2—3 mA. В качестве материалов датчиков использовались:

а) от — 200° до + 20° — бериллиевая бронза,

б) от + 20° до + 500° — нихром 80НХЮД,

в) от — 30° до + 100° — константан.

Коэффициент тензочувствительности бериллиевой бронзы (после холодного волочения до 30 μ) оказался равным 3,9; нихрома, после высокотемпературного отжига в вакууме, 0,40; константана 2,05. Постоянные тензометров, как показали измерения, очень мало меняются с температурой.

Применение бериллиевой бронзы оказалось необходимым из-за появления ферромагнетизма у константа и нихрома при низких температурах, а по этой причине — гальваномагнитных и магнитострикционных эффектов самого датчика.

Большую трудность представила наклейка высокотемпературных тензометров. Ни один из существующих лаков и клеев нельзя было применять при температурах до +500°. После многочисленных опытов был найден клей, удовлетворительно работающий до температур +500°. Наполнитель клея — тонкий порошок смеси окислов MgO, Al_2O_3 и TiO_2 или просто одного TiO_2.

В качестве связки был взят кремний-органический электроизоляционный лак. Клей из окиси титана оказался стойким до +600° (в достаточно тонких слоях).

Решетка высокотемпературного датчика наклеивалась на предварительно нанесенный на образец слой клея. К концам тензометра приваривались куски медной прволоки.

Для получения низких температур был сконструирован специальный криостат, позволяющий получать все промежуточные температуры от —196° до +100°. Принцип устройства криостата заключается в том, что образец с подогревателем, заключенные в откачиваемой стеклянной колбе, помещаются в дьюаровский сосуд с жидким азотом, уровень которого поддерживается постоянным. Давая небольшой ток в подогреватель, можно получить любую промежуточную температуру, мало меняющуюся в течение времени измерения.

Для получения высоких температур образец и подогреватель помещались в откачиваемую кварцевую трубку. Низкие температуры измерялись медь-константановой, а высокие — хромель-алюмелевой термопарами, э. д. с. которых определялась пятикурбельным потенциометром КЛ-48. Точность измерения температур составляла ±0,5°.

Точность измерения магнитострикции составляет ~3% при низких температурах и 5% при высоких температурах. Относительная точность 1—2 %.

Измерения магнитострикции производились в электромагните ИПС-1, в полях до 17000 Ое [5]. Линейная магнитострикция определялась путем экстраполяции из области парапроцесса к нулевому полю.

Поликристаллические прокованные образцы Ni-Fe-Mo-сплавов в виде дисков диаметром 18 мм и толщиной 1 мм были обработаны по следующему режиму: 1) нагрев 1100°, выдержка 3 час,охлаждение с печью до 600°, закалка в масле; 2) нагрев 1100°, выдержка 3 час, охлаждение с печью; далее нагрев до 500°, выдержка 12 час.

Ступенчатое охлаждение 490—480° по 12 час.; 470; 430; 420; 410; 400; 375; 350; 325; 300° по 48 час (всего 540 час).

Кроме поликристаллических образцов были исследованы четыре монокристалла, полученные из расплава в вакууме. Образцы имели форму дисков диаметром 11 и толщиною 3 мм. Плоскости дисков совпадали с (110).

Измерения на монокристаллах проводились в два приема. Наклеивались датчики вдоль направлений [100] и [111]. Потом делались предварительные измерения и находились положения осей [100] и [111]. После этого производились уже основные измерения, причем образец не вынимался из прибора.

Термическая обработка, заданная монокристаллическим образцам, была такая же, что и для поликристаллов.

2. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 3 приведены данные измерений на поликристаллических образцах. Сплошными линиями показаны концентрации сплавов с нулевой магнитострикцией после закалки и длительного отжига. Эти линии получены линейной экстраполяцией экспериментальных данных. Из рис. 3 видно, что упорядочение приводит к смещению нулевой линии после длительного отжига в сторону никеля, не более чем на 1%.

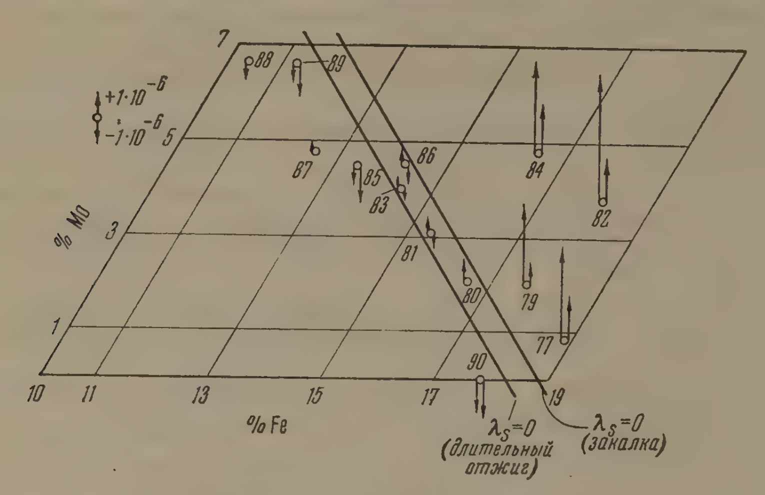


Рис. 3. Магнитострикция сплавов Fe-Ni-Mo (поликристаллические образцы) после различных термических обработок. Правые стрелки характеризуют величину λ_s после закалки, левые — после длительного отжига (масштаб для стрелок указан в левом верхнем углу)

Более полные данные о магнитострикционных свойствах дают измерения на монокристаллах. Ниже приводятся константы магнитострикции четырех монокристаллов сплавов, имеющих составы вблизи нулевых значений магнитострикции.

На рис. 4 показаны положения нулевых линий $\lambda_{100} = 0$ и $\lambda_{111} = 0$ после закалки и отпуска. Эти линии получены линейной экстраполяцией наших экспериментальных данных (табл. 1). На стороне Ni-Fe треугольника они проведены также через экспериментальные точки, полученные в работе [3].

Таблица 1

Состав и магнитострикция монокристаллов Ni-Fe-Mo

№ образца	Состав, % вес			$\lambda_{100}\cdot10^6$		$\lambda_{111}\cdot10^6$	
	N	M	Fe	закалка	отжиг	закалка	отжиг
1	81,0	3,50	Остальное	+1,67	+1,12	—1,18	—0,89
2	80,36	4,26		+2,77	+2,11	+0,125	+0,22
3	84,0	2,69		—1,94	—2,12	—2,00	—2,34
4	82,0	5,0		+0,85	+0,63	—0,81	—0,45

Как видим, и в случае монокристаллов имеет место смещение нулевых линий.

Возможность изменения констант магнитострикции, а также и перемена знака этих констант под влиянием изменения параметра ближнего порядка (что особенно важно в сплавах Ni-Fe-Mo, поскольку в них, как показали нейтронографические исследования [6], дальний порядок от-

сутствует) вытекает из работы Вонсовского [4]. В этой работе было показано, что за счет взаимодействия атомов разного сорта в сплаве возможно появление констант со знаками, не связанными с компонентами.

На рис. 4 проведены также и нулевые линии для поликристаллических сплавов. Как и следовало ожидать, эти линии лежат между нулевыми линиями констант.

Построение нулевых линий $\lambda_{100} = 0$ и $\lambda_{111} = 0$ на концентрационном треугольнике Ni-Fe-Mo позволяет нам уточнить положение μ-области, показанной ранее схематически на рис.2. Уточненная μ-область показана на рис. 5.

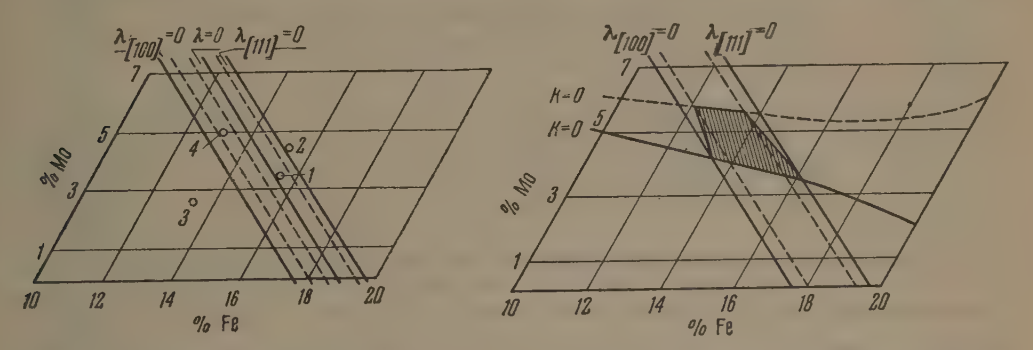


Рис. 4. Линии нулевой магнитострикции монокристаллических сбразцов сплавов Ni-Fe-Mo: пунктирные линии — после отжига, сплошные — после закалки. Цифры около точек — номера образцов (табл. 1)

Рис. 5. Уточненное положение μ-области (заштрихованной) для сплавов системы Fe—Ni—Mo (см. также рис. 2). Пунктирные линии — после отжига, сплошные — после закалки

Все составы сплавов, лежащие в этой области, имеют такие физические константы, которые благоприятствуют получению высокой проницаемости. Практически эта область будет несколько расширена, особенно в сторону более высоких содержаний молибдена, так как увеличение содержания молибдена сильно занижает константы при всех состояниях сплава и, кроме того, более длительный и совершенный отжиг, вероятно, будет поднимать верхнюю границу еще выше.

Интересно отметить, что промышленные сплавы Mo-пермаллоя лежат в стороне от μ-области. Для сравнения магнитных свойств Mo-пермаллоя и сплавов, лежащих в μ-области, были изготовлены тороидальные образцы по совершенно одинаковой технологии. Сплавам были заданы термообработки, обеспечивающие минимальные значения констант в μ-области.

Измерения магнитных свойств показали, что в сплавах μ-области они выше, чем в Mo-пермаллое, в полтора раза.

Несмотря на то, что магнитострикция исследованных сплавов мала и имеет величину порядка 10^{-6}, нам удалось исследовать ее температурную зависимость.

В табл. 2 приведены соответствующие данные для двух сплавов поликристаллов: Mo-пермаллоя (сплав 82, содержащий 37% Mo, 18,1% Fe, остальное Ni) и сплава, находящегося в μ-области (сплав 86 с 4,5% Mo, 14,25% Fe, остальное — Ni).

Температурная зависимость параметров магнитострикции монокристаллов аналогична таковой для поликристаллов (табл. 3).

Как у монокристаллов, так и у поликристаллов магнитострикция монотонно уменьшается с увеличением температуры. В исследованных сплавах не наблюдается перемены знака, хотя сплавы и лежат в области концентраций нулевых значений магнитострикции.

На основании упомянутой работы Вонсовского [4] можно ожидать перемены знака констант магнитострикции при изменении температуры

Таблица 2

Температурная зависимость магнитострикции насыщения поликристаллических образцов сплавов 82 и 86 (Ni-Fe-Mo)

Сплав 82				Сплав 86			
закалка		отжиг		закалка		отжиг	
$t°$, С	λ/λ_{20}	$t°$, С	λ/λ_{20}	$t°$, С	λ/λ_{20}	$t°$, С	λ/λ_{20}
—194	1,26	—194	1,16	—196	1,14	—194	2,22
—145	1,11	—75	1,11	+20	1,0	—125	1,39
+ 20	1,0	—41	1,11	+70	0,91	—81	1,30
+115	0,72	+20	1,0	+184	0,64	+20	1,0
+177	0,57	+86	0,91	+227	0,49	+167	0,73
+276	0,40	+158	0,61	+305	0,27	+253	0,54
+287	0,28	+202	0,54	+427	0,0	+280	0,50
		+244	0,45				
		+340	0,36				
		+380	0,28				

Таблица 3

Температурная зависимость параметров магнитострикции монокристаллов сплавов Fe-Ni-Mo, закаленных от 600°

№ образца	Температура °С	$\dfrac{\lambda^t_{100}}{\lambda_{(111)}} = \dfrac{\lambda^t_{100}}{\lambda^{20}_{(111)}}$	№ образца	Температура, °С	$\dfrac{\lambda^t_{100}}{\lambda_{(111)}} = \dfrac{\lambda^t_{100}}{\lambda^{20}_{(111)}}$
1	—180	1,07	3	—180	1,1
	—150	1,05		—116	1,02
	—113	1,05		—59	1,02
	+20	1,0		+20	1,0
2	—180	1,33	4	—180	1,05
	—146	1,25		—152	1,05
	—95	1,08		—79	1,0
	—59	1,08		+20	1,0
	+20	1,0			

в том случае, если знаки констант компонент и констант сплавов различны и если различен их температурный ход.

Температурная зависимость магнитострикции сплавов при повышенных температурах, по-видимому, подчиняется закону Акулова [1]

$$\lambda_{sT} = \lambda_{s0}\left(1 - \frac{T}{\theta}\right),$$

где θ — температура Кюри.

Некоторое отклонение от прямолинейности в наших данных объясняется процессом упорядочения, протекающим при повышенных температурах во время измерения.

Цитированная литература

1. Акулов Н. С., Ферромагнетизм.— ГИТТЛ, М, 1939.
2. Бозорт Р., Ферромагнетизм, стр. 97.— ИЛ,М., 1956.
3. Bozorth R. M., Rev. mod Phys., 25, 42 (1953).
4. Вонсовский С. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 10, 762 (1940).
5. Пузей И. М., Изв. АН СССР. Сер физ., 14, 549 (1952).
6. Лященко Б. Г., Литвин Д. Ф., Пузей И. М., Абов Ю. Г., Кристаллография, 2, 64 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. М. ПУЗЕЙ, Б. В. МОЛОТИЛОВ и А. И. РАДЬКОВ

ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ СПЛАВОВ ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЬ-МОЛИБДЕН

Примененная для исследования магнитострикции аппаратура описана в нашей работе [1]. Все измерения проводились на образцах в виде дисков, выточенных из кованых прутков. Диски намагничивались в полях до 18 000 Ое. При измерениях было особое внимание обращено на соблюдение изотермических условий, так как известно, что адиабатичность намагничивания искажает измерения магнитострикции вследствие магнитокалорического эффекта.

Для проверки чувствительности измерительной аппаратуры была исследована магнитострикция парапроцесса железа. Оказалось, что в полях более 3000 Ое величина $\partial\omega/\partial H$ (где ω — объемная магнитострикция, равная утроенной линейной; H — намагничивающее поле) равна $+4\cdot10^{-10}$ Ое$^{-1}$. В работе [2] получена несколько бо́льшая величина, а именно $+6\cdot10^{-10}$ Ое$^{-1}$.

Тщательное исследование магнитострикции парапроцесса никеля показало, что производная у никеля и у железа имеет противоположные знаки:

$$\frac{\partial\omega}{\partial H} = -2{,}5\cdot10^{-10}\ \text{Oe}^{-1}.$$

Литературные данные по магнитострикции парапроцесса для никеля разнообразны и зачастую противоречивы. Так, по ряду данных [3] $\frac{\partial\omega}{H} \approx +1{,}0\cdot10^{-10}$ Ое$^{-1}$, а по данным [4], $\frac{\partial\omega}{\partial H} = -0{,}55\cdot10^{-10}$ Ое$^{-1}$, т. е. значения производной отличаются не только по абсолютной величине, но и по знаку.

Состав исследованных сплавов системы Fe-Ni-Mo

Обозначение сплава	Состав, % вес		
	Mo	Fe	Ni
77	0,81	18,90	Остальное
79	1,96	17,60	
80	2,00	16,55	
81	3,05	15,45	
82	3,70	18,10	
83	3,95	14,45	
84	4,78	16,45	
85	4,80	13,40	
86	4,80	14,25	
87	4,80	12,50	
88	6,64	10,35	
89	6,60	11,25	
90	0,0	17,80	

Магнитострикция парапроцесса пермаллойных сплавов изучалась на образцах, имеющих близкую к нулю магнитострикцию технического насыщения.

Химические составы исследованных сплавов приведены в таблице.

Сплавы были термически обработаны по двум режимам:

1) нагрев до 1100°, выдержка 3 час, охлаждение до 600°, закалка в воде;

2) нагрев до 1100°, выдержка 3 час, ступенчатое охлаждение в интервале 500÷300° в течение 540 час.

Зависимость магнитострикции λ от поля у сплавов после длительного отжига показана на рис. 1, после закалки — на рис. 2. Порядок величины $d\omega/\partial H$ у пермаллойных сплавов оказался $\approx 3\cdot10^{-10}$ и меньше.

Сплавы, лежащие вблизи линии нулевой магнитострикции [1] со стороны никеля, в закаленном состоянии имеют более высокое абсолют-

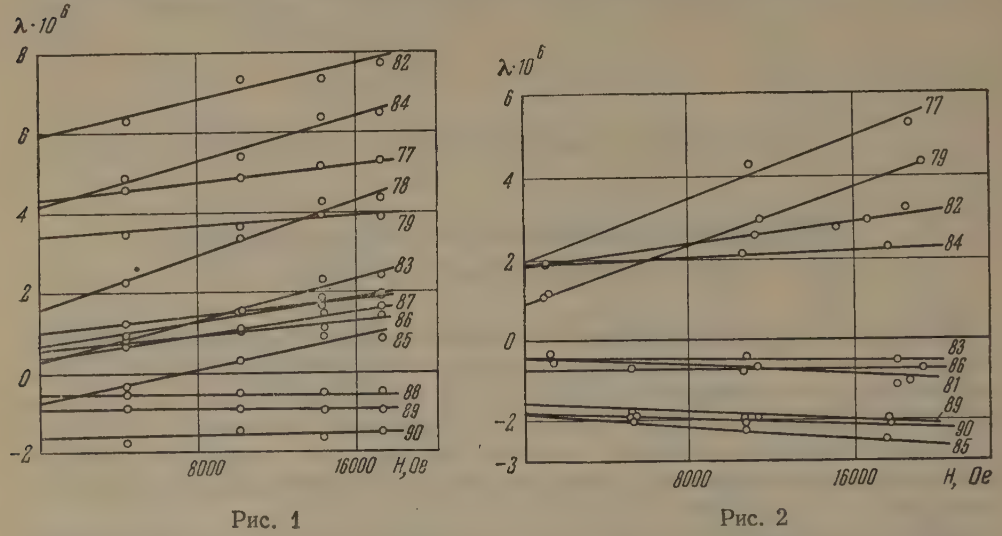


Рис. 1. Зависимость магнитострикции λ некоторых сплавов Fe-Ni-Mo от поля. Термическая обработка — длительный отжиг. Цифры у кривых — обозначения сплавов по таблице

Рис. 2. Зависимость магнитострикции λ некоторых сплавов Fe-Ni-Mo от поля. Термическая обработка— закалка. Цифры у кривых — номера сплавов по таблице

ное значение $\partial\omega/\partial H$, чем в состоянии после длительного отжига. У сплавов, лежащих вблизи линии нулевой магнитострикции со стороны железа, абсолютная величина $\partial\omega/\partial H$ при отжиге, наоборот, возрастает.

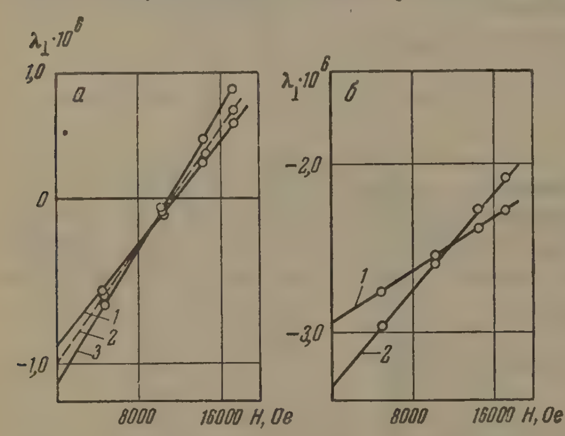


Рис. 3. Влияние температуры на зависимость магнитострикции λ от поля у сплава 82: *а* — после закалки: *1* — $t = +20°$, *2* — $t = -145°$, *3* — $t = -180°$; *б* — после длительного отжига; *1* — $t = +20°$, *2* — $t = -180°$

Как видно из рис. 1, сплавы, лежащие близ линии нулевой магнитострикции со стороны никеля, имеют, как и никель, отрицательную величину $\partial\omega/\partial H$.

Температурная зависимость магнитострикции парапроцесса закаленного и длительно отожженного сплава 82 (3,7% Mo, 18,10% Ni) показана на рис. 3. Величина $\partial\omega/\partial H$ уменьшается с ростом температуры как для закаленного, так и для отожженного сплавов, однако в случае длительного отжига зависимость магнитострикции парапроцесса от температуры более резкая.

На основании общего термодинамического соотношения

$$\frac{\partial\omega}{\partial H} = -\frac{T}{\varkappa}\cdot\frac{\partial I_s}{\partial T}\cdot\frac{1}{\overline{A}}\cdot\frac{\partial\overline{A}}{\partial\omega}$$

(где $\varkappa$ — сжимаемость, I_s — магнитное насыщение, $\overline{A}$ — среднее значение обменного интеграла) по знаку объемной магнитострикции можно

определить знак производной $\partial\overline{A}/\partial\omega$, а следовательно, и положение данного сплава на кривой Бете.

В никеле изотермическая объемная магнитострикция отрицательна. Следовательно, производная $\partial\overline{A}/\partial\omega$ тоже отрицательна. Никель, таким образом, должен находиться на нисходящей ветви кривой Бете. Уменьшение межатомного расстояния в этом случае должно повышать точку Кюри, поскольку среднее значение обменного интеграла при этом увеличивается. Этот вывод подтверждается измерениями смещения точки Кюри с давлением [5].

Для железа изотермическая объемная магнитострикция положительна. Следовательно, железо должно находиться на восходящей ветви кривой Бете.

Интересно отметить, что некоторые сплавы после упорядочения изменили знак объемной магнитострикции (например, сплав 86) или она стала нулевой (сплавы 88, 89, 90). По-видимому, все эти сплавы лежат в районе максимума кривой Бете. Сплавы, изменяющие знак объемной магнитострикции в зависимости от термической обработки, лежат в окрестности нулевых линий линейной магнитострикции [1]. Молибденовый пермаллой лежит в стороне от этих линий, и его объемная магнитострикция не изменяет знака и почти не меняет своей величины при переходе от закаленного состояния к отожженному.

Институт прецизионных сплавов ЦНИИЧЕРМЕТ

Цитированная литература

1. Пузей И. М., Молотилов Б. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., данный номер журнала, стр. 1244.
2. Kornetzki M. Z., Phys., 87, 560 (1933).
3. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, М., 1948.
4. Azumi K., Goldman G., Phys. Rev., 93, *3* (1954).
5. Patrik C., Phys. Rev., 93, *3* (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Г. П. ДЬЯКОВ

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА БИНАРНЫХ СПЛАВОВ

В учении о ферромагнетизме теория магнитострикции занимает одно из важнейших мест. Это обусловлено тем, что магнитострикция играет существенную роль при расчете потерь на гистерезис, при исследовании коэрцитивной силы, при изучении влияния упругих напряжений на различные физические свойства металлов и сплавов. Применение магнитострикционного эффекта для генерации и приема ультразвука еще больше усилило интерес к этому явлению. Магнитострикция, являясь исключительно важной характеристикой ферромагнитного материала, до настоящего времени еще мало изучена, особенно на монокристаллах.

Определение констант магнитострикции вначале производилось только на монокристаллах. Однако в связи с большими трудностями, а порой и полной невозможностью получить монокристаллы сплавов, необходимо было разработать метод определения констант магнитострикции λ_{100} и λ_{111} из измерений на поликристаллических образцах.

Эта задача была решена автором в 1949 г. [1] в связи с установлением закона подхода к насыщению магнитострикции и других четных эффектов. Согласно установленному в этой работе закону

$$\lambda = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111} - \frac{8}{35}(\lambda_{111} - \lambda_{100})\frac{k_1}{I_s H} - \left(\frac{32}{7\cdot 11\cdot 13}\lambda_{100} + \frac{984}{5\cdot 7\cdot 11\cdot 13}\lambda_{111}\right)\frac{k_1^2}{I_s^2 H^2}, \qquad (1)$$

где k_1 — первая константа энергетической анизотропии, I_s — намагниченность при насыщении, H — приложенное магнитное поле.

При насыщении, когда намагничивающее поле H можно считать бесконечно большим, из соотношения (1) следует выражение для магнитострикции насыщения, ранее полученное Акуловым [2]:

$$\lambda_s = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111}. \qquad (2)$$

Вынося λ_s в формуле (1) за скобки, получим:

$$\lambda = \lambda_s\left(1 - \frac{A}{H} - \frac{B}{H^2}\right), \qquad (3)$$

где

$$A = \frac{8}{35}(\lambda_{111} - \lambda_{100})\frac{k_1}{I_s\lambda_s}, \qquad (4)$$

$$B = \left(\frac{32}{7\cdot 11\cdot 13}\lambda_{100} + \frac{984}{5\cdot 7\cdot 11\cdot 13}\lambda_{111}\right)\frac{k_1^2}{I_s^2\lambda_s}. \qquad (5)$$

Полученные нами закономерности для магнитострикции относились к тому случаю, когда отсутствует парапроцесс. Однако в области сильных магнитных полей наряду с процессом вращения может протекать и парапроцесс. Акулов [2] учел влияние парапроцесса на четные эффекты.

Им было показано, что при температурах, не очень близких к точке Кюри, величина четного эффекта, обусловленная парапроцессом, линейно зависит от магнитного поля. Исследования Белова [3] и других полностью подтвердили эти выводы. Поэтому для придания закону подхода к насыщению четных эффектов более общего вида его необходимо дополнить членом $\varkappa_{\lambda p} H$, учитывающим влияние парапроцесса:

$$\lambda = \lambda_s \left(1 - \frac{A}{H} - \frac{B}{H^2}\right) + \varkappa_{\lambda p} H, \tag{6}$$

где $\varkappa_{\lambda p}$ — магнитострикционная восприимчивость парапроцесса. Соотношения (3), (4) и (5) дают возможность экспериментально определить значения λ_{100} и λ_{111}, а также константу магнитной энергетической анизотропии путем измерения магнитострикционной восприимчивости на поликристаллических образцах, не прибегая к изготовлению монокристаллов. Этим методом нам [4] впервые удалось определить численное значение констант анизотропии для железо-никелевого сплава, а позже и константы магнитострикции λ_{100} и λ_{111} никеля [5].

Коэффициенты A и B в уравнении (3) могут существенно зависеть от упругих напряжений в ферромагнитном материале. Автором были найдены выражения этих коэффициентов для двух предельных случаев, когда напряжения имеют диффузный характер и когда они совпадают с направлением магнитного поля [6]. Однако в некоторых случаях соотношения (4) и (5) оказываются недостаточными. Современные жесткие требования, предъявляемые к магнитным материалам, а также высокая техника экспериментального исследования требуют, с одной стороны, учета в законе (1) еще одного члена, пропорционального H^{-3}, а также учета второй константы анизотропии k_2. В предыдущих сообщениях автором были получены соотношения, с учетом второй константы анизотропии k_2 [7], члена, зависящего от H^{-3} и диффузно рассеянных упругих напряжений [8]. Полученные в этих работах результаты позволили найти более точное выражение закона подхода к насыщению магнитострикции и других четных эффектов.

В последние годы исследованию магнитострикции в области сильных полей был посвящен ряд работ зарубежных ученых. В 1954 г., спустя 5 лет после опубликования первых работ автора, Ли [9] теоретически рассмотрел поведение магнитострикции в области подхода к насыщению и пришел к ранее установленной нами закономерности [10]. Вслед за тем Неель [11] учел влияние магнитного взаимодействия на ход магнитострикции в области сильных магнитных полей. Однако это влияние, по-видимому, слишком преувеличено. На это обстоятельство было обращено внимание в работе автора [5].

В настоящей работе приводятся результаты исследования магнитострикции бинарных Fe-Ni сплавов. Эти сплавы привлекают внимание исследователей не только их большой практической значимостью, но и своеобразием хода магнитострикции [12]. Сложный характер зависимости магнитострикции в известной степени обусловлен своеобразными свойствами магнитострикции монокристаллов Fe-Ni сплавов по различным кристаллографическим направлениям. К сожалению, до настоящего времени нет полных исследований магнитострикции монокристаллов Fe-Ni сплавов. В интервале концентрации Ni 30÷100% магнитострикция монокристаллов в направлениях [100], [110] и [111] была исследована Лихтенбергом [13], который показал, что магнитострикция монокристаллов по разным кристаллографическим направлениям резко различается не только по величине, но и по знаку. Кроме того, имеются два сплава при концентрациях 50 и 86% Ni, у которых величины магнитострикции по трем главным кристаллографическим направлениям равны друг другу. В этих сплавах хорошо изучена константа анизотропии.

Появившаяся в последнее время фундаментальная работа Пузея [14] позволяет судить о величине констант анизотропии и о ее зависимости от состава сплава и термообработки.

Таким образом, своеобразие магнитострикционных свойств Fe-Ni сплавов и наличие надежных данных о константе анизотропии делает эти сплавы особо интересными для проверки закономерностей, полученных нами теоретическим путем.

В качестве объектов исследования были взяты пять образцов с содержанием никеля от 40 до 100%. Для выплавки образцов было использовано армко-железо завода «Серп и молот» и электролитический никель высокой чистоты. Из сплавов с 39,92%, 79,3% и 89% никеля были изготовлены эллипсоиды, отношение осей которых равно 7 : 70, что соответствует размагничивающему фактору $N = 0{,}256$. Образец из сплава с 59,78% Ni представлял собой стержень диаметром 2,5 и длиной 260 мм. Наконец, последний образец из чистого электролитического никеля брали в виде полоски длиной 150, шириной 10 и толщиной 0,1 мм.

Порядок термообработки и продолжительность отжига первых четырех сплавов аналогичен тому, который производил И. М. Пузей на монокристаллах. Это обусловлено тем, что константа анизотропии существенно меняется от термообработки. Поэтому нами бралась константа анизотропии для каждого сплава, соответствующая данному типу термообработки.

Следует особо сказать о термообработке образца из чистого никеля. Здесь приходилось подбирать температуру отжига так, чтобы полностью снять текстуру холодного проката. Эта температура может колебаться от 300 до 600° в зависимости от степени обжатия. Анализ текстуры производился при помощи динамометра путем снятия кривых механических моментов.

Измерение магнитострикции велось тензометрическим методом. Образец с тензометром включался в мостиковую схему. Индикатором в диагонали моста служил фотоэлектрооптический усилитель. Применение усилителя сильно повышало чувствительность установки и давало возможность проводить измерения магнитострикционной восприимчивости с большой точностью.

Между тем, зная магнитострикционную восприимчивость $\frac{d\lambda}{dH}$ поликристаллического материала, можно определить константы λ_{100} и λ_{111}. Для этой цели продифференцируем по полю соотношение (3). В результате получим:

$$\frac{d\lambda}{dH} = \frac{A\lambda_s}{H^2} + \frac{2B\lambda_s}{H^3}. \tag{7}$$

Умножая равенство (7) на H^2 и подставляя значения констант A и B, найдем:

$$\frac{d\lambda}{dH}\cdot H^2 = \frac{8k_1}{35I_s}(\lambda_{111} - \lambda_{100}) + \frac{2k_1^2}{I_s^2}\left(\frac{32}{1001}\lambda_{100} + \frac{984}{5005}\lambda_{111}\right)\frac{1}{H} \tag{8}$$

или

$$\frac{d\lambda}{dH}\cdot H^2 = a + bH^{-1}, \tag{9}$$

где

$$a = \frac{8k_1}{35I_s}(\lambda_{111} - \lambda_{100}), \tag{10}$$

$$b = \frac{k_1^2}{I_s^2}\left(\frac{64}{1001}\lambda_{100} + \frac{1968}{5005}\lambda_{111}\right). \tag{11}$$

Из формулы (9) видно, что магнитострикционная восприимчивость, умноженная на H^2, должна линейно зависеть от H^{-1}. Результаты измерений, представленные на рис. 1, показывают, что магнитострикционная восприимчивость в области подхода к насыщению действительно является линейной функцией H^{-1}. Полученная прямая отсекает на оси ординат отрезок a, соответствующий первому члену формулы (9), а угол наклона этой прямой дает величину b.

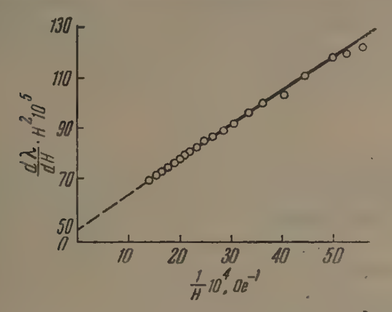


Рис. 1. Зависимость величины $\frac{d\lambda}{dH} H^2$ от $1/H$ для никеля, найденная экспериментально

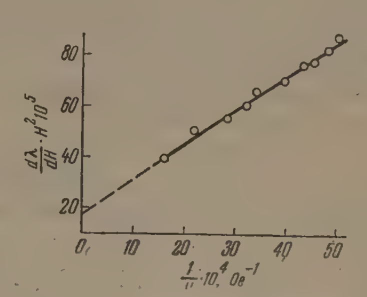


Рис. 2. Зависимость величины $\frac{d\lambda}{dH} H^2$ от $1/H$ для никеля по данным Ли [15]

Отсюда получаем численные значения: $a = -50 \cdot 10^{-5}$ и $b = -1{,}4 \cdot 10^{-1}$.

Если для никеля принять значения: $k_1 = 5 \cdot 10^4$ эрг см$^{-3}$, $I_s = 500$ Gs, то, зная из опыта величины a и b, мы можем по формулам (10) и (11) определить λ_{100} и λ_{111}. Полученные при этом значения для никеля оказались равными: $\lambda_{100} = -49 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{111} = -27 \cdot 10^{-6}$.

К сожалению, в литературе имеется очень мало данных по измерению магнитострикции в области подхода к насыщению. По существу имеется только одно обстоятельное исследование, проведенное Ли [15]. В качестве объектов им были взяты никелевые полоски, отожженные при температуре 820° в течение 4 час с последующим охлаждением со скоростью 100° в час. Отсутствие табличных данных в статье Ли затрудняет сравнение результатов его эксперимента с изложенной здесь теорией. Нам пришлось пересчитать его графические данные, чтобы построить график, аналогичный рис. 1 и показанный на рис. 2.

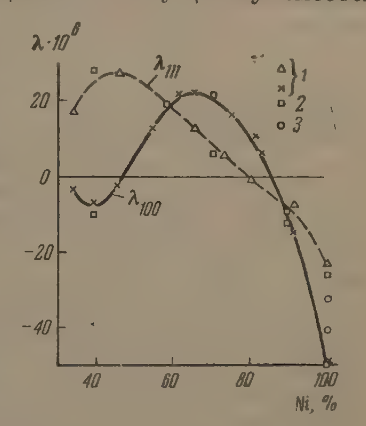


Рис. 3. Зависимость констант магнитострикции λ_{100} и λ_{111} от содержания Ni для сплавов Fe-Ni, вычисленная по данным различных исследований: *1* — по Лихтенбергеру, *2* — по Ли, *3* — по данным автора

Так же, как это делалось выше, находим значения a и b, а по ним и значения констант λ_{100} и λ_{111}. Они оказались равными: $\lambda_{100} = -41 \cdot 10^{-6}$; $\lambda_{111} = -33 \cdot 10^{-6}$.

Незначительное различие значений констант, вычисленных из наших измерений и из измерений Ли, могут быть отнесены за счет некоторого отличия исследуемых образцов по чистоте и термической обработке, что существенно влияет на величину магнитострикционной восприимчивости.

Тем же способом, как и для чистого никеля, определялись константы магнитострикции сплавов. Окончательные результаты приведены на

рис. 3. Для сравнения на этом рисунке приведены данные Лихтенбергера [13].

Наши результаты для λ_{100} и λ_{111}, определенные из измерения на поликристаллических образцах, хорошо совпадают с результатами Лихтенбергера. Наибольшее расхождение с данными Лихтенбергера оказалось лишь для сплава с 39,92 % Ni. По всей вероятности, здесь следует более точно учесть влияние магнитострикционной восприимчивости парапроцесса. Необходимо, по-видимому, провести дополнительное исследование этого сплава в более высоких полях, а также при низких температурах.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Дьяков Г. П., Докл. АН СССР, 68, 33 (1949).
2. Акулов Н. С., Ферромагнетизм, стр. 31.— Гостехиздат, М., 1939.
3. Белов К. П., Докторская диссертация.— МГУ, 1952.
4. Дьяков Г. П., Резникова Р. А., Докл. АН СССР, 97, 663 (1954).
5. Дьяков Г. П. Изв. АН СССР. Сер. физ. 21, 1133 (1957).
6. Дьяков Г. П., Докл. АН СССР, 82, 867 (1952).
7. Дьяков Г. П., Физ. металлов и металловедения, 5, 101 (1957).
8. Дьяков Г. П., Вестн. Моск. ун-та, 3, 75 (1957).
9. Lee E. W., Proc. Phys. Soc. A, 67, 381 (1954).
10. Lee E. W., Phys. Soc., 18, 209 (1955).
11. Neel L., Phys. et radium, 15, 376 (1954).
12. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, стр. 662.— Гостехиздат, М., 1948.
13. Lichtenberger F., Ann.Phys., 15, 45 (1932).
14. Пузей И. М., Ив. АН СССР. Сер. физ., 16, 540 (1952).
15. Lee F. W., Proc. Phys. Soc. B, 65, 162 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Я. С. ШУР, М. Г. ЛУЖИНСКАЯ, К. Б. ВЛАСОВ, О. И. ШИРЯЕВА и В. А. ЗАЙКОВА

О ЗАВИСИМОСТИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ ПРИЕМНИКОВ ОТ ИХ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

1. Согласно теоретическим расчетам [1—3], чувствительность магнитострикционного приемника может быть связана с магнитными характеристиками материала приемника следующим образом:

$$e \sim \mu_{\sim} \frac{\partial \lambda}{\partial B}, \qquad (1)$$

$$e_{\max} \sim \mu_{\sim}(B_{\text{опт}}) \frac{\lambda_s}{I_s}, \qquad (2)$$

$$e_{\max} \sim \mu_0 \frac{\lambda_s}{I_s}, \qquad (3)$$

где e — чувствительность, $\mu_{\sim}$—кажущаяся проницаемость, λ — магнитострикция, B — индукция, λ_s — магнитострикция насыщения, I_s — намагниченность насыщения, μ_0 — начальная проницаемость, $e_{\max}$ — максимальная чувствительность приемника, имеющая место при некоторой оптимальной величине индукции поляризации $B_{\text{опт}}$.

Формула (1) выражает зависимость чувствительности приемника от величины постоянного подмагничивающего поля (или величины, соответствующей индукции), формулы (2) и (3) справедливы для максимальных значений чувствительности приемника из данного материала, получаемой при оптимальной поляризации $B_{\text{опт}}$.

До сих пор эти формулы почти не проверялись экспериментально. Целью настоящей работы являлась экспериментальная проверка справедливости указанных теоретических соотношений и установление возможности использовать их при подборе материала для магнитострикционных приемников, если известны магнитные свойства этих материалов.

2. Для исследования были выбраны материалы с резко различными магнитными свойствами: никель, перминдюр, 66-пермаллой, сплавы железо-хром, содержащие от 10 до 30 % хрома, сплавы железо-алюминий, содержащие от 9 до 15 % алюминия. Сплавы были прокатаны в ленту толщиной 0,1 мм. Образцы подвергались различным термообработкам. Кривые намагничивания и петли гистерезиса измерялись на кольцевых образцах. На образцах в виде дисков измерялись кривые магнитострикции и кривые намагничивания, из этих данных были получены кривые $\lambda(B)$, из которых в свою очередь методом графического дифференцирования определялись кривые $\frac{\partial \lambda}{\partial B}(B)$. Чувствительность в режиме приема измерялась на приемниках в форме трубок диаметром 30 и длиной 140 мм. Акустическое давление в бассейне, в который опускался трубчатый приемник, создавалось при помощи магнитострикционного излучателя, питаемого от шумового генератора. Электродвижущая сила, возникающая в катушке, охватывающей стенку трубчатого приемника, принималась за меру чувствительности приемника. Измерения чувствительности носили сравнительный характер: э. д. с., возникающая в обмотке данного образца, относилась к э. д. с., получаемой в тех же условиях на образце, принятом за эталон. На этих же трубчатых образцах измерялось

полное внутреннее сопротивление трубки (индуктивность катушки исключалась), из которого вычислялась проницаемость материала в переменных полях $\mu_{\sim}$.

Измерения чувствительности и полного внутреннего сопротивления производились при частотах от 6 до 30 kHz. При каждой частоте определялась зависимость этих величин от величины поляризующего поля.

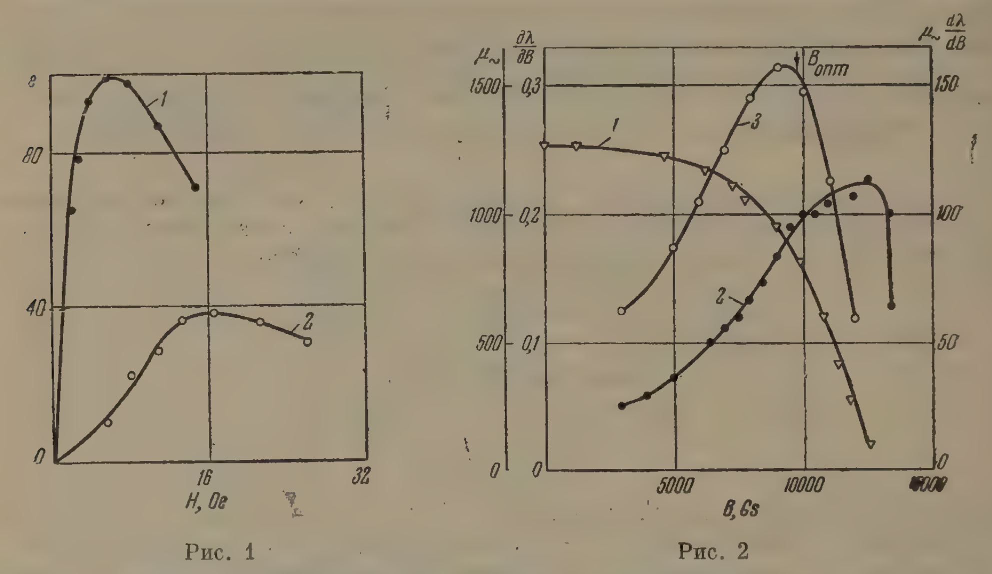


Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. Зависимость чувствительности e магнитострикционного приемника от величины постоянного поля H для двух образцов сплава перминдюр: *1* — отпущен при 800°, $H_c = 1{,}6$ Oe, *2* — отпущен при 690°, $H_c = 16$ Oe

Рис. 2. Зависимость величин $\mu_{\sim}$ (*1*) $\frac{\partial\lambda}{\partial B}$ (*2*) и $\mu_{\sim}\frac{\partial\lambda}{\partial B}$ (*3*) от индукции B для сплава 66-пермаллой

Величина $\mu_{\sim}$, соответствующая данной частоте и поляризации, измерялась при той же величине переменной индукции, которая возникала в образце при измерении чувствительности под воздействием акустического давления данной частоты и при данной поляризации.

3. Измерения показали, что образцы исследованных сплавов после различных обработок обладают резко различными магнитными свойствами (I_s изменяется в пределах 485÷1830 Gs, μ_0 — в пределах 200÷2100 Gs Oe^{-1}, λ_s — в пределах $7\div84\cdot10^{-6}$), а также различной величиной чувствительности (различие до 10 раз).

В качестве примера на рис. 1 приведены кривые зависимости чувствительности от величины подмагничивающего поля для двух образцов сплава перминдюр, прошедших различные обработки. Эти образцы имеют близкие значения I_s и λ_s, но сильно отличаются по величине μ_0. Как видно из рис. 1, на образце, отпущенном при 800°, могут быть получены бо́льшие значения чувствительности, чем на образце, отпущенном при 700°. Кроме того, на более мягком в магнитном отношении образце наибольшие значения чувствительности получаются в более слабых полях.

Среди изученных материалов наибольшими значениями чувствительности обладает сплав перминдюр, отожженный при 800—900° С, а также закаленные образцы сплава железа с 15 % алюминия и сплав 66-пермаллой. На рис. 2 представлены кривые зависимости $\mu_{\sim}$, измеренной при частоте 15 kHz, величины $\partial\lambda/\partial B$ и произведения $\mu_{\sim}\frac{\partial\lambda}{\partial B}$ от величины индукции для сплава 66-пермаллой. Согласно формуле (1), произведение $\mu_{\sim}\frac{\partial\lambda}{\partial B}$ должно быть пропорционально чувствительности приемника. Из рис. 2

видно, что максимум на кривой $\mu_{\sim}\frac{\partial\lambda}{\partial B}$ получается при индукции 9300 Gs. Измерения чувствительности показали,[7] что наибольшее значение чувствительности приемника из сплава 66-пермаллой получается при индукции 9800 Gs (это значение на рис. 2 указано стрелкой). Таким образом, значение индукции, соответствующей максимуму чувствительности, совпадает с тем значением индукции, при которой получается максимум на кривой $\mu_{\sim}\frac{\partial\lambda}{\partial B}$, что согласуется с теоретическим соотношением (1).

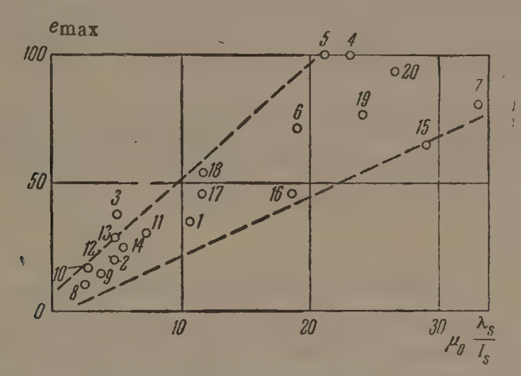


Рис. 3. Зависимость максимальной чувствительности e_{max} от величины $\mu_0\frac{\lambda_s}{I_s}$ для образцов: *1*—Ni, отожженный при 1050°, *2 — 6* — перминдюр, отожженный соответственно при 600, 690, 800, 900 и 1000°, *7* — 66-пермаллой, отожженный при 1050°, *8—13* — сплавы Fe-Cr с 14, 18, 20, 24, 27, 30% Cr, отожженные при 1100°С; *14*— сплав с 9% Al, 5% Cr, остальное Fe; *15* — сплав с 12% Al, остальное Fe, *16* — сплав с 15% Al, 3% Mn, остальное Fe; *17* — сплав с 15% Al, остальное Fe (сплавы *14—17* отожжены при 1000°); *18 — 20* — те же сплавы, что и *15— 17*, но закалены с 700°

Аналогичные результаты были получены для других сплавов. Таким образом по магнитным характеристикам можно определить поле поляризации, которое будет необходимо для оптимальной поляризации приемника из данного материала.

На рис. 3 сопоставлена чувствительность e_{max} при оптимальном подмагничивании с величиной $\mu_0\frac{\lambda_s}{I_s}$ (см. формулу (3)) для образцов всех исследованных сплавов. На данном графике имеется значительный разброс точек, однако при этом видна определенная закономерная связь между указанными величинами. Подобный вид имеет график зависимости максимальной чувствительности от величины $\mu_{\sim}(B_{опт})\frac{\lambda_s}{I_s}$ для различных материалов.

Измерения удельной чувствительности $\gamma_{max} = \frac{e_{max}}{\sqrt{V}}$ показали, что соотношение величин γ_{max} для различных материалов может значительно отличаться от соотношения их e_{max}. Так, было получено, что для никеля и перминдюра соотношение их e_{max} равно 0,4, в то же время γ_{max} для них почти одинаковы. Это объясняется тем, что отношение e_{max} материалов зависит от отношения их проницаемостей, а отношение γ_{max}— от отношения корней квадратных из проницаемостей.

Следует, однако, отметить, что при практическом применении приемников γ вычисляется по значениям z приемника, в которое входит не только z материала, как это имеет место в нашем случае, но также и z обмотки данного приемника.

4. Таким образом, из экспериментальных данных следует, что при изменении магнитного состояния данного приемника изменение его чувствительности происходит в соответствии с формулой (1).

Соотношения (2) и (3), связывающие максимальные значения чувствительности приемников из различных сплавов, выполняются с меньшей степенью точности. Возможно, что одной из причин такого несовпадения являются ошибки при экспериментальном определении различных характеристик. Из полученных результатов следует, что, пользуясь формулой (3), можно дать примерную сравнительную оценку величины чувствительности материалов, если для них известны значения μ_0, λ_s и I_s.

Более подробно результаты данной работы изложены в [3].

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Bozorth R. M., Williams S. R., Rev. Mod. Phys., 17, 72 (1945).
2. Vander Burgt C. M., Philips Resps Rep., 8, 91 (1953). (Пробл. современ. физики, *6*, 126 (1954)).
3. Шур Я. С., Лужинская М. Г., Власов К. Б., Ширяева О. И., Зайкова В. А., Труды Ин-та физики металлов УФАН, вып. 20, 131 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Ю. С. АВРААМОВ, Б. Г. ЛИВШИЦ и В. Б. ОСВЕНСКИЙ

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПЕРМАЛЛОЕ ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ МОЛИБДЕНОМ

Многочисленными исследованиями было установлено, что в бинарных Fe-Ni сплавах, близких по составу к классическому пермаллою (78,5 % Ni), в критическом интервале температур происходит образование сверхструктуры типа Ni_3Fe, сопровождающееся изменением физических свойств.

В пермаллойных сплавах, легированных молибденом, наблюдается необычное для упорядочивающегося сплава изменение свойств в результате термической обработки. На природу превращения в пермаллойных сплавах с добавками молибдена свыше 1 % существуют различные взгляды.

В ряде исследований [1—3] был сделан вывод, что в Fe-Ni-Mo сплавах также имеет место процесс упорядочения, а роль Mo сводится к ослаблению этого процесса. Другие авторы [4,5] считают, что в закаленных Fe-Ni-Mo сплавах отпуск в интервале температур 400÷500° приводит к образованию особого состояния, отличного от упорядочения, сопровождающегося повышением электросопротивления. Так как сплав находится в однофазной области, то выделения новой фазы не имеют места. Лившиц и Равдель [5] высказали предположение, что в Mo-пермаллое в критическом интервале температур происходят те же процессы, которые обнаружил Томас в нихроме [6]. Поэтому авторы, по аналогии с Томасом, называют особое состояние в Fe-Ni-Mo сплаве K-состоянием. Они считают, что в сплаве образуются атомные сегрегации (зоны) с участием атомов молибдена, а возможно, и железа. Повышение электросопротивления, очевидно, связано с тем, что электроны проводимости испытывают дополнительное рассеяние на этих зонах, имеющих размеры того же порядка, что и длина свободного пробега электронов проводимости.

В настоящей работе на основании измерения электросопротивления, твердости, температурной зависимости внутреннего трения и намагниченности насыщения делается попытка выяснить природу структурных превращений в Fe-Ni-Mo сплавах, а также уточняется критический температурный интервал для этих сплавов.

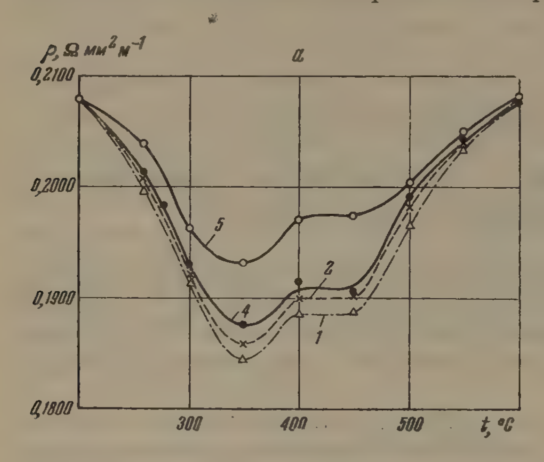
Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследовались сплавы, химический состав которых приведен в таблице.

С целью выявления температурного интервала превращений, происходящих в исследуемых сплавах, производилось измерение электросопро-

№ сплава	Содержание элементов, %			
	Ni	Fe	Mo	C
1	75,05	24,15	—	0,0094
2	76,80	22,50	1,04	0,0094
3	74,50	20,95	3,08	0,0093
4	76,00	18,80	5,15	0,0092

тивления в процессе нагрева и охлаждения*. В интервале температур 250÷450° в сплаве 1 при нагреве после закалки наблюдается понижение электросопротивления, что связано с образованием сверхструктуры. В сплаве 4 в том же интервале температур при нагреве после закалки имеет место повышение электросопротивления, что свидетельствует об образовании в этом сплаве К-состояния, так же как в работе [5].



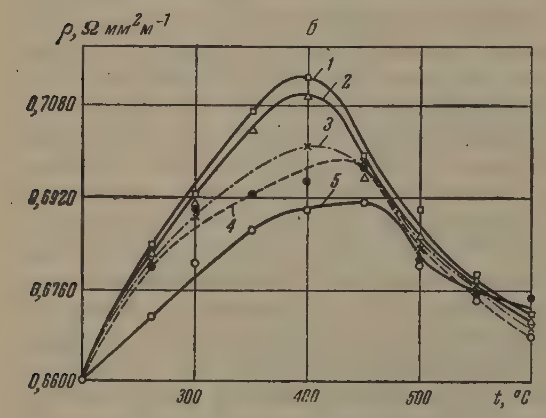


Рис. 1. Зависимость удельного электросопротивления ρ от температуры отпуска t после закалки для различного времени отпуска: *а* — для сплава 1 (Ni_3Fe), *б* — для сплава 4 (5%Mo). Время отпуска: *1* — 10 час, *2* — 3 час, *3* — 1,5 час, *4* — 30 мин, *5* — 10 мин

На рис. 1 представлена зависимость электросопротивления от температуры отпуска после закалки для сплавов 1 и 4. Из графиков видно, что критические интервалы температур образования сверхструктуры и К-состояния совпадают, причем оба процесса происходят во времени, что свидетельствует об их диффузионном характере. Наличие на графике промежуточной ступеньки в интервале 400÷500° для сплава 1 (рис. 1,*а*) может быть истолковано как следствие существования в этом сплаве двух ступеней упорядочения.

Измерение твердости в исследуемых сплавах подтвердило данные о том, что и при упорядочении и при образовании К-состояния твердость сплавов повышается. Изменение твердости в сплаве 2 (1 % Mo) при отпуске в критическом интервале температур приводит к выводу о том, что в нем имеют место и упорядочение и образование К-состояния. Так как эти процессы сопровождаются одинаковым эффектом повышения твердости, то при наложении их твердость сплава повышается. В то же время эффекты изменения электросопротивления у этих процессов противоположны, а потому наложение их в сплаве с 1 % Mo не приводит к изменению электросопротивления при отпуске. Таким образом, переход от упорядочения к К-состоянию в исследуемых сплавах происходит постепенно по мере увеличения содержания молибдена.

В работе определялось также влияние термообработки сплава 4 на температурную зависимость намагниченности насыщения и на точку Кюри. После отпуска на 400° на кривой температурной зависимости насыщения наблюдался изгиб; кроме того, имело место некоторое повышение точки Кюри сплава (рис. 2). Это согласуется с результатами М. В. Дехтяра [8]. Существование перегиба на кривой не противоречит предположению о наличии в сплаве, легированном молибденом, зон (сегрегаций),

* Методика и результаты исследования температурной зависимости электросопротивления, твердости и магнитного насыщения более подробно приведены в работе [7].

имеющих свою точку Кюри, отличную от точки Кюри основного раствора. Анализ полученных результатов [7] показывает, что при отпуске на температуру образования K-состояния в сплаве Fe-Ni-Mo образуются зоны (типа зон Гинье — Престона), содержащие атомы молибдена.

Для исследования превращений в Fe-Ni-Mo сплавах были применены измерения внутреннего трения, которые основывались на том, что входящий в раствор замещения молибден имеет атомный диаметр, значительно отличающийся от атомных диаметров Ni и Fe. Согласно имеющимся в литературе данным [9], при исследовании такого твердого раствора возможно появление пика внутреннего трения, связанного с упорядочением в поле напряжений.

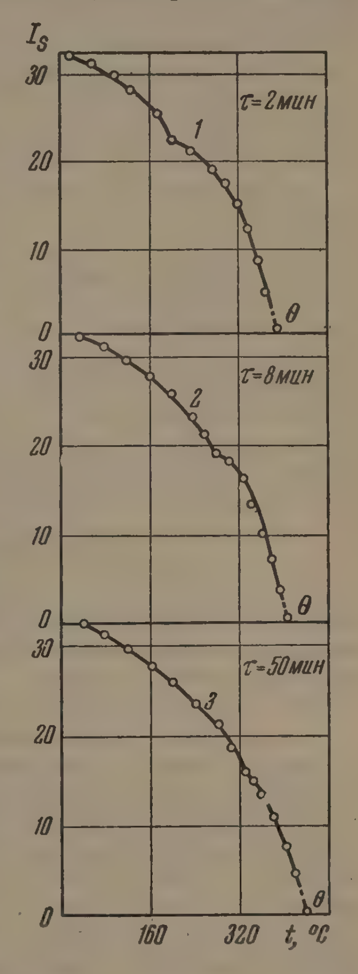


Рис. 2. Влияние продолжительности отпуска τ при 400° на кривую температурной зависимости намагниченности насыщения I_s и точку Кюри θ сплава 4 (5%Mo): *1* — $\tau = 2$ мин, *2* — $\tau = 8$ мин, *3* — $\tau = 50$ мин

Измерение температурной зависимости внутреннего трения при нагреве проводилось методом Ке Тин-Суя на вакуумном релаксаторе конструкции кафедры физики Московского института стали [10] (метод затухания свободных крутильных колебаний). Измерение проводилось на проволочных образцах диаметром 0,8 и длиной 300 мм. Нагрев производился до температуры 750° со скоростью 50 град час$^{-1}$. Заданная температура поддерживалась при помощи терморегулятора с точностью $\pm 0{,}2°$. Измерение температуры производилось потенциометрическим методом с точностью $\pm 0{,}5°$. Во время измерения поддерживался вакуум 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст., что предохраняло образцы от окисления и сводило до минимума потери на трение среды. Параллельно с измерением внутреннего трения производилось измерение температурной зависимости модуля сдвига. При этом непосредственно измерялась частота свободных колебаний и строилась зависимость квадрата частоты от температуры. Измерения производились при частоте 0,8 Hz (при комнатной температуре). За исходное состояние принималась закалка с 1050° в воде.

На рис. 3 представлен общий вид кривой температурной зависимости внутреннего трения закаленного сплава 1.

Из рисунка видно, что до температуры 380° внутреннее трение не изменяется с температурой. От 380° начинается высокотемпературная ветвь внутреннего трения, характеризующаяся значительным подъемом с повышением температуры. При температуре 700° затухание настолько сильно, что его трудно точно измерить. На высокотемпературной ветви внутреннего трения ясно выражен перегиб в интервале 595÷665°. Этот перегиб является результатом наложения пика на фон, изображенный пунктирной линией. Характер этого пика E не изменялся с изменением содержания молибдена в сплаве. На основании известных литературных данных было сделано предположение, что природа пика E связана с вязким поведением границ зерен. Чтобы проверить это предположение, надо было выяснить влияние величины зерен на этот пик. Для этого была проделана обработка на выращивание зерна — отжиг при 1000° в течение

40 час после предварительной критической степени обжатия. При этом величина зерна выросла в несколько раз по сравнению с закаленным состоянием. Последующие измерения внутреннего трения показали, что с увеличением зерен пик *E* сместился в сторону более высоких температур. Это находится в соответствии с данными Ке Тин-суя [11] и подтверждает зернограничную природу пика.

При измерении внутреннего трения на сплавах, содержащих молибден, высокотемпературная ветвь с перегибом оставалась такой же, как

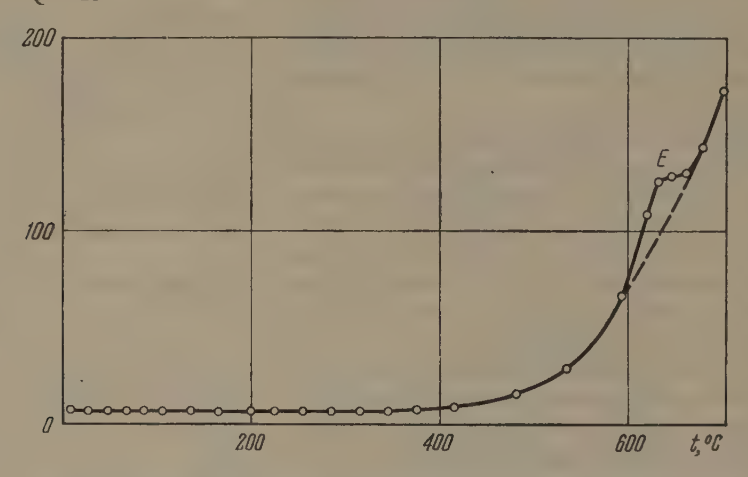


Рис. 3. Температурная зависимость внутреннего трения для сплава 1 (Ni_3Fe). Измерения проводились при частоте 0,8 Hz

и на сплаве без молибдена. Влияние молибдена на внутреннее трение сказывалось лишь на низкотемпературной части кривой. Поэтому на рис. 4, иллюстрирующем влияние молибдена на температурную зависимость внутреннего трения, высокотемпературная ветвь опущена.

Как видно из рис. 4, для всех исследуемых сплавов кривая начинается со спада, который простирается от 15 до 30—50° на разных сплавах. Природа этого спада пока неизвестна.

В сплаве 2 (1 % Mo) внутреннее трение в интервале 50÷200° повышено по сравнению со сплавом 1 (без Mo). Намечаются два пика: один в районе 85° (пик *A*), другой при 170° (пик *Б*). В промежуточном интервале 100÷150° происходит, по-видимому, наложение обоих пиков, поэтому внутреннее трение не понижается до уровня, характерного для сплава, не содержащего молибден. Величина этих пиков относительно фона составляет 8%, что уже выше ошибки измерения.

В сплаве 3 (3% Mo) опять наблюдаются пики при 85 и 170°. Величина этих пиков выросла и составляет 19 %. Спад в промежуточной температурной области выражен здесь менее резко, что связано с наложением пиков. В сплаве 4 (5 % Mo) величина обоих пиков еще более возросла; особенно резко выражен пик *Б* при 170°. Его величина в сплаве с 5 % молибдена составляет 27 %.

В связи с малой величиной пиков точно определить их конфигурацию нам не удалось. Однако во всех случаях максимум внутреннего трения наблюдался при 170° (пик *Б*), и почти на всех образцах присутствовал второй максимум (пик *A*) при 85°. Кроме того, из приведенных результатов отчетливо видно, что величина пиков растет с увеличением содержания молибдена в сплаве. Отсутствие таких пиков на сплаве 1 подтверждает предположение, что пики *A* и *Б* связаны с присутствием в твердом растворе атомов молибдена.

Существование двух пиков внутреннего трения свидетельствует о том, что в сплаве происходят два процесса, имеющие различное время релак-

сации. Однако для решения поставленной нами задачи важно лишь наличие пика внутреннего трения, связанного с атомами молибдена, без точного выяснения его конфигурации. Поэтому в дальнейшем для упрощения рассуждений мы будем пользоваться выражением «двойной» пик.

Чтобы показать, что «двойной» пик не связан с внедренными атомами углерода, было проведено науглероживание сплавов. Содержание углерода в них было доведено до 0,3 %. При этом был получен четкий пик внутреннего трения при 260°, связанный, очевидно, с присутствием в твердом растворе атомов углерода. Следовательно, пики *А* и *Б* не связаны с наличием в сплаве углерода.

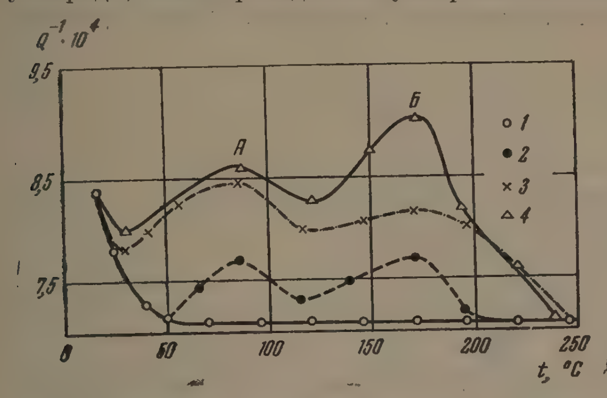


Рис. 4. Влияние молибдена на температурную зависимость внутреннего трения закаленных Fe-Ni-сплавов. Содержание Mo: *1* — 0 %, *2* — 1 %, *3* — 3 %, *4* — 5 %. Измерения проводились при частоте 0,8 Hz

Пики *А* и *Б* могли иметь также деформационное происхождение. Чтобы проверить это предположение, было произведено измерение внутреннего трения на деформированных образцах. Степень деформации по сечению образца составляла 95 %. На всех сплавах появился новый пик при 220°. Следовательно, «двойной» пик не является следствием деформации сплавов.

В работе исследовалось влияние термообработки на величину «двойного» пика. С этой целью закаленные сплавы подвергались отпуску на температуру 350 и 400° продолжительностью 6 и 12 час. Температура и время отпуска выбирались на основании кинетических кривых электросопротивления для исследуемых сплавов.

На рис. 5 приведены две кривые температурной зависимости внутреннего трения для сплава 3: одна для закаленного образца, другая для отпущенного при 400° в течение 12 час. Как видно из рисунка, после отпуска «двойной» пик исчезает. Таким образом, отпуск закаленных Fe-Ni-Mo сплавов на температуру образования *К*-состояния снимает пик внутреннего трения, связанный с присутствием молибдена в твердом растворе.

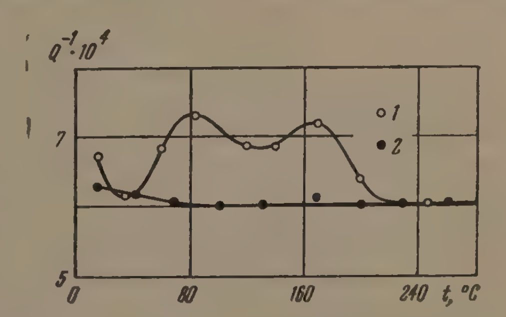


Рис. 5. Влияние отпуска при 400° на температурную зависимость внутреннего трения сплава 3 (3 % Mo). Измерения проводились при частоте 0,8 Hz: *1* — закалка, *2* — отпуск при 400°

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. В закаленном твердом растворе атомы молибдена находятся в свободном состоянии. Поэтому под действием приложенных внешних напряжений беспрепятственно происходит упорядочение, т. е. переориентация пар атомов молибдена (согласно модели Зинера). При обработке сплава на *К*-состояние в нем образуются зоны (типа зон Гиньє — Престона), содержащие атомы молибдена. Сплав ведет себя при этом так, как будто в нем произошло внутрифазовое выделение. Атомы молибдена при этом уже находятся не в свободном состоянии и поэтому не могут участвовать в упорядочении под напряжением, а потому пик внутреннего трения сначала уменьшается, а при более длительном отпуске совсем исчезает.

Таким образом, результаты измерения внутреннего трения показывают, что при образовании *К*-состояния атомы молибдена как бы уводятся из твердого раствора. Этим доказывается возникновение в твердом растворе при отпуске зон, содержащих атомы молибдена и отличающихся по составу от основного твердого раствора.

Исследование температурной зависимости модуля упругости в Fe-Ni-Mo сплавах показало, что при образовании *К*-состояния модуль упругости повышается.

Лаборатория металлографии
Московского института стали
им. И. В. Сталина

Цитированная литература

1. Nix J., Beyer L., Danning B., Phys. Rev., 58, 1031 (1940).
2. Jösso E. Rev., Metallurgie, 10, 87 (1950).
3. Пузей И. М., Отчет ЦНИИЧМ, № 476.
4. Assmus, Pfeifer, Z. Metallkunde, 42, 295 (1951).
5. Лившиц Б. Г., Равдель М. П., Докл. АН СССР, 93, 6 (1953).
6. Tomas H., Z. Phys., 129, 219 (1951).
7. Авраамов Ю. С., Освенский В. Б., Научные доклады высшей школы, т. 1, стр. 2 — Металургиздат, 1953.
8. Дехтяр М. В., Физ. металлов и металловедение, 3, 3 (1953).
9. Новик А. С., Сб. Успехи физики металлов, т. I, стр. 7.— 1956.
10. Постников В. С., Докл. АН СССР, 91, 79 (1953).
11. Ке Тин-суй, Сб. Упругость и неупругость металлов, стр. 223—ИЛ, М., 1954.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. В. ШТОЛЬЦ, Я. С. ШУР и Г. С. КАНДАУРОВА

ОБ АНИЗОТРОПИИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ В МАГНИТНОАНИЗОТРОПНЫХ ОБРАЗЦАХ ИЗ ТОНКИХ ПОРОШКОВ

Как известно, магнитная структура является одной из важнейших характеристик любого ферромагнетика. Экспериментальное изучение этой структуры представляет большой интерес для теории ферромагнетизма. Это изучение может проводиться как путем ее непосредственного наблюдения, так и путем изучения некоторых характеристик ферромагнетика, которые закономерным образом зависят от магнитной структуры. В тонких порошках визуальные наблюдения магнитной структуры представляют огромные трудности. Поэтому в данном случае целесообразно использовать второй способ.

Наиболее четко об особенностях магнитной структуры частиц можно судить в том случае, когда исследование ведется на монокристальных или на псевдомонокристальных образцах, т. е. на образцах из большого числа кристаллитов, у которых оси легкого намагничивания выстроены в одном направлении. В таких порошковых образцах, в частности, следует ожидать закономерной связи между кривой анизотропии коэрцитивной силы и видом магнитной структуры. Экспериментальному изучению этого вопроса посвящена настоящая работа.

В данной работе проводились измерения коэрцитивной силы магнитноодноосных порошков следующих материалов: кобальт, сплав Mn-Bi, магнетит и γ-окисел железа. Сплав Mn-Bi был получен спеканием при температуре 300° ($H_c \sim 1000$ Ое) и при температуре 550° ($H_c \sim 100$ Ое). В дальнейшем эти сплавы будем называть соответственно «высококоэрцитивный» и «низкокоэрцитивный» сплавы Mn-Bi. Порошки сплава Mn-Bi и кобальта были получены путем механического дробления, причем порошки кобальта после измельчения проходили отжиг при 600° [1]. Размеры частиц этих порошков варьировались от миллиметра до нескольких микрон (частицы имели равноосную форму). Магнитная одноосность частиц кобальта и сплава Mn-Bi обусловлена кристаллографической анизотропией. Порошки магнетита и γ-окисла железа были изготовлены химическим путем в Институте звукозаписи. Частицы имели игольчатую форму, чем и обусловлена их магнитная одноосность. Размер большой оси частиц варьировался в разных фракциях от микрона до долей микрона. Исследуемые образцы имели форму дисков, в которых искусственным путем создавалась магнитная текстура. Для этого порошок тщательно перемешивался со склеивающим веществом, полученную смесь помещали между полюсами электромагнита, и в присутствии магнитного поля производилось затвердевание склеивающего вещества, что обеспечивало закрепление частиц порошка.

На рис. 1 приведена угловая зависимость коэрцитивной силы образцов из порошков различных материалов. По оси абсцисс отложен угол φ — угол между направлением ориентирующего магнитного поля при изготовлении образца (осью текстуры) и направлением магнитного поля при измерении магнитных свойств. По оси ординат отложено отношение коэрцитивной силы H_c под некоторым углом φ к H_c вдоль оси тексту-

ры, т. е. для $\varphi = 0$ (обозначается через $H_c^{(\varphi=0)}$). У порошкового образца кобальта с размером частиц 4μ (кривая *1*) при увеличении угла φ коэрцитивная сила растет, достигает максимального значения при $\varphi \sim 70°$, а затем несколько уменьшается. При этом величина H_c в направлении, перпендикулярном оси текстуры ($\varphi = 90°$), больше величины H_c в направлении вдоль оси текстуры ($\varphi = 0°$). Аналогичный характер имеет зависимость $H_c(\varphi)$ у порошкового образца магнетита с размером частиц 0,5 μ (кривая *2*). В этом случае уменьшается лишь анизотропия H_c, и максимум на кривой $H_c(\varphi)$ наблюдается при меньших значениях угла φ.

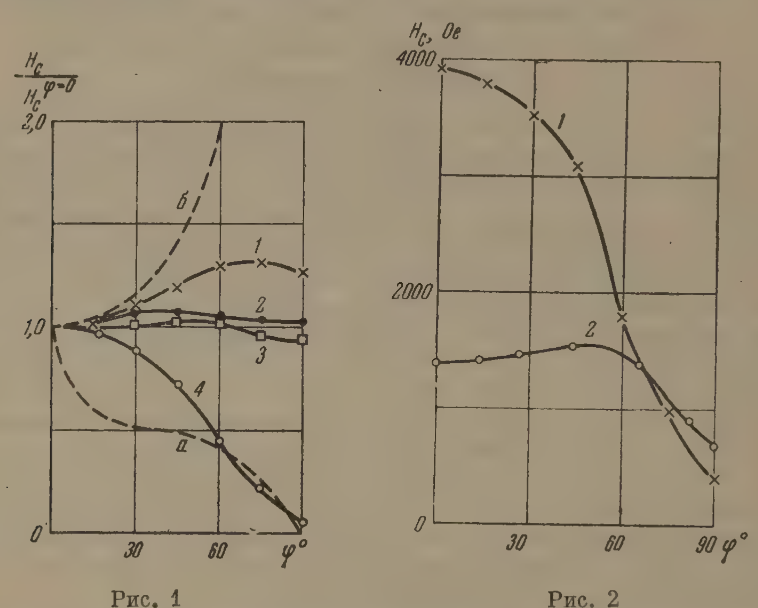


Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. Угловая зависимость коэрцитивной силы, измеренная на магнитно-анизотропных образцах из порошков различных материалов: *1* — кобальт (4 μ), *2* — магнетит (0,5 μ), *3* — γ-окисел железа (0,1 — 1,0 μ), *4* — «высококоэрцитивный» сплав Mn-Bi (9μ). Пунктирные кривые — теоретические: *а* — для однодоменной и *б* — для многодоменной структуры

Рис. 2. Угловая зависимость коэрцитивной силы в магнитно-анизотропных образцах из порошков «низкокоэрцитивного» сплава Mn-Bi с размером частиц: *1* — 30 μ, *2* — 90 μ

В образце из порошка γ-окисла железа с размером частиц 0,1—1,0 μ (кривая *3*) H_c при увеличении угла φ несколько возрастает вплоть — до $\varphi \sim 50°$, а затем ее величина уменьшается. При этом величина H_c в направлении, перпендикулярном оси текстуры, меньше, чем величина H_c вдоль оси текстуры. Иной характер зависимости $H_c(\varphi)$ наблюдается у порошкового образца «высококоэрцитивного» сплава Mn-Bi с размером частиц 9 μ (кривая *4*). В этом случае H_c при увеличении угла φ только уменьшается. Значение H_c в направлении $\varphi = 90°$ во много раз меньше величины H_c вдоль оси текстуры.

Из сопоставления кривых рис. 1 следует, что в текстурованных образцах, изготовленных из магнитноодноосных порошков, угловая зависимость H_c может иметь разный характер.

На рис. 1 для сравнения приведены кривые $H_c(\varphi)$, рассчитанные теоретически для однодоменной (*а*) и многодоменной (*б*) магнитных структур. Кривая *а* была вычислена для случая одноосной сферической частицы с большой константой анизотропии, на основе расчетов петли гистерезиса при разных углах φ [2]. Из кривой видно, что H_c имеет максимальное значение вдоль оси текстуры. При небольших углах φ происходит резкое уменьшение H_c. При изменении φ от 30 до 60° изменение

H_c невелико. При больших φ наблюдается снова резкое уменьшение H_c и в направлении, перпендикулярном оси текстуры, $H_c = 0$. В случае анизотропной по форме однодоменной частицы из материала со слабой кристаллографической анизотропией расчет дает зависимость $H_c(\varphi)$ аналогичного характера [3].

Как видно из рис. 1, к кривой *а* наиболее близка экспериментальная кривая *4*, полученная на образце из порошка сплава Mn-Bi.

Однако при малых углах φ наблюдается значительное различие между этими кривыми. Следовательно, процесс технического намагничивания в направлениях, близких к оси текстуры, отличается от процесса необратимого вращения. Возможно, это вызвано тем, что в частицах еще не достигнута полностью однодоменная структура. Исследование других закономерностей магнитных свойств тонких порошков позволило выдвинуть предположение об особой доменной структуре в таких частицах [4]. А именно, в частице имеется лишь одна основная область и несколько замыкающих областей. Вследствие этого основную роль в процессе технического намагничивания играет процесс возникновения, роста и уменьшения замыкающих областей. Предположение о существовании такой доменной структуры подтверждено наблюдениями при помощи порошковых фигур [5].

В случае многодоменной структуры коэрцитивная сила изменяется обратно пропорционально $\cos\varphi$ [6], и, следовательно, коэрцитивная сила при увеличении угла φ возрастает (кривая *б*). При этом в направлении, перпендикулярном оси текстуры, коэрцитивная сила становится бесконечно большой. Однако процесс технического намагничивания в данном случае может происходить путем обратимого вращения, вследствие чего H_c станет равной нулю. Таким образом, можно ожидать сложной зависимости $H_c(\varphi)$ с максимумом при некотором значении φ, лежащем между $\varphi = 0°$ и $\varphi = 90°$.

Такого рода закономерность наблюдается на образцах из порошков кобальта, магнетита и γ-окисла железа (кривые *1*, *2*, *3*). По-видимому, магнитная структура порошков в этом случае близка к многодоменной. Однако H_c этих порошков значительно выше, чем для соответствующего массивного материала. Действительно, H_c порошков кобальта указанной крупности частиц равна 96 Ое, а исходного материала — только 20 Ое. Коэрцитивная сила порошков магнетита с размером частиц 0,5 μ равна 314 Ое, а для массивного синтетического магнетита — около 10 Ое [7]. Отсюда следует, что магнитная структура в таких частицах уже значительно отличается от доменной структуры массивного материала. По-видимому, в данном случае возросла роль замыкающих областей в процессе технического намагничивания, хотя каждая частица и состоит еще из нескольких основных областей. Данное предположение необходимо подтвердить путем непосредственного изучения подобной доменной структуры.

В рассмотренных выше материалах не наблюдается изменения характера анизотропии коэрцитивной силы при изменении размера частиц. Причины этого, по-видимому, следующие: а) магнетит и γ-окисел железа исследовались в очень узком интервале размеров; б) «высококоэрцитивный» сплав Mn-Bi имел в исходном состоянии большую коэрцитивную силу, и в отдельных его образованиях уже наблюдалась однодоменная или близкая к ней структура. При уменьшении размера частиц возрастало лишь количество частиц с однодоменной или близкой к ней структурой; в) размер исследуемых порошков кобальта весьма далек от предполагаемого критического размера перехода к однодоменности, вследствие чего уменьшение размера частиц, изменяя в какой-то мере доменную структуру, не сказывается еще на характере анизотропии коэрцитивной силы.

Нам удалось наблюдать изменение характера анизотропии H_c с уменьшением размера частиц при исследовании магнитноанизотропных образцов из порошков «низкокоэрцитивного» сплава Mn-Bi. Полученная при этом

зависимость $H_c(\varphi)$ приведена на рис. 2. В случае частиц размером 30 μ (кривая *1*) H_c при увеличении угла φ только уменьшается. Для порошка с частицами 90 μ (кривая *2*) при увеличении угла φ от 0 до 45° наблюдается незначительное увеличение H_c; при больших значениях φ коэрцитивная сила уменьшается, достигая минимального значения при $\varphi = 90°$.

Следовательно, в порошках «низкокоэрцитивного» сплава Mn-Bi уменьшение размера частиц приводит к такому изменению магнитной структуры, которое может быть замечено по виду угловой зависимости коэрцитивной силы.

Из приведенных результатов наблюдений и их анализа вытекает, что данные об анизотропии коэрцитивной силы в магнитноанизотропных ферромагнетиках, наряду с некоторыми другими характеристиками, могут дать определенные указания о типе магнитной структуры.

Институт физики металлов
Академии наук СССР
Физико-математический факультет
Уральского гос. университета

Цитированная литература

1. Кандаурова Г. С., Физ. металлов и металловедение, 4, 548 (1957).
2. Кандаурова Г. С., Шур Я. С., Штольц Е. В., Физ. металлов и металловедение, 6, 229 (1958).
3. Jacobs I. S., Bean C. P., Phys. Rev., 100, 1060 (1955).
4. Шур Я. С., Штольц Е. В., Кандаурова Г. С., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1215 (1957); Штольц Е. В., Шур Я. С., Кандаурова Г. С., Физ. металлов и металловедение, 5, 412 (1957).
5. Шур Я. С., Штольц Е. В., Кандаурова Г.С., Булатова Л. В., Физ. металлов и металловедение, 5, 234 (1957).
6. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, стр. 524.— Гостехиздат, М., 1948.
7. Gottschalk V. H., Physics, 6, 127 (1935).

Н. А. БАРАНОВА и Я. С. ШУР

К ВОПРОСУ О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ СПЛАВОВ

Введение

До сих пор физическая природа высокой коэрцитивной силы в магнитножестких ферромагнетиках изучена недостаточно. Нет четких представлений ни о магнитной структуре этого класса ферромагнетиков, ни о протекании в них процессов технического намагничивания. При решении этой проблемы много важных сведений можно получить путем изучения температурной зависимости ряда магнитных характеристик высококоэрцитивных ферромагнетиков и в особенности путем изучения этой зависимости на магнитноанизотропных образцах. Исходя из этих соображений, в настоящей работе исследовался температурный ход основных магнитных характеристик магнитноанизотропных высококоэрцитивных сплавов альнико и викаллой.

1. Исследуемые образцы и методика измерений

Исследование проводилось на сплавах альнико (51 % Fe, 24 % Co, 14 % Ni, 8 % Al, 3 % Cu) и викаллой (35 % Fe, 52 % Co, 13 % V). Образцы сплава альнико были взяты в форме стержней диаметром 2,8÷3,0 мм, длиной 48÷50 мм. Образцы сплава викаллой имели форму проволок диаметром 1,0 мм, длиной 65 мм.

Путем термомагнитной обработки в образцах сплава альнико создавалась различная магнитная текстура [1]. Образцы сплава викаллой,

подвергнутые холодной протяжке и последующему отпуску, имели продольную магнитную текстуру [1]. Исследования проводились в интервале температур — 195÷ +600°. Следует отметить, что кристаллическая структура сплавов при этих температурах была устойчива, так как образцы проходили длительный отпуск. Поэтому при изменении температуры образцов в процессе измерений их магнитные свойства изменялись обратимо. Измерение основных магнитных характеристик исследуемых образцов проводилось магнитометрическим методом.

2. Результаты наблюдений и их анализ

На рис. 1 показан температурный ход коэрцитивной силы H_c на образцах сплава альнико, прошедших обработку в продольном и поперечном магнитном поле, и на образцах сплава викаллой. Как видно из приведенных кривых, в сплаве викаллой с увеличением температуры наблюдается незначительное монотонное уменьшение H_c.

В образцах сплава альнико как вдоль оси магнитной текстуры, так и перпендикулярно этой оси H_c с возрастанием температуры увеличивается, достигает максимального значения при 200° и при более высоких температурах начинает уменьшаться.

Из рис. 2, на котором приведены кривые температурной зависимости намагниченности насыщения $4\pi I_s'$ исследуемых сплавов, видно, что в сплаве викаллой с ростом температуры наблюдается монотонное уменьшение намагниченности насыщения; в сплаве альнико на кривых температурной зависимости намагниченности насыщения при температуре около 200° наблюдается излом*.

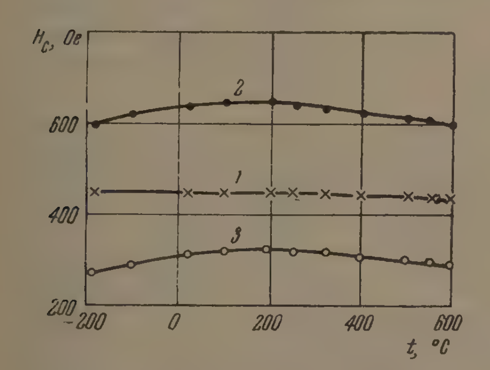


Рис. 1. Температурная зависимость коэрцитивной силы H_c образцов сплава викаллой (*1*) и сплава альнико, прошедших термомагнитную обработку в поле продольном (*2*) и поперечном (*3*)

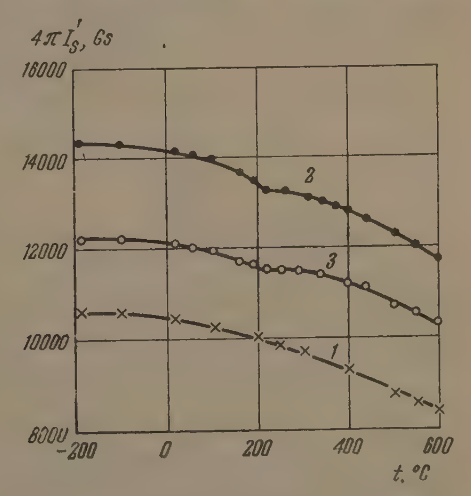


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности насыщения $4\pi I'_s$ (измеренной в поле 1400 Ое) образцов сплавов викаллой и альнико. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1

Как известно, в высококоэрцитивном состоянии сплав викаллой состоит из двух фаз: ферромагнитной α-фазы и парамагнитной γ-фазы. Вследствие того, что только одна фаза является ферромагнитной, температурная зависимость намагниченности насыщения сплава викаллой не имеет никаких особенностей.

Для сплава альнико известно, что в высококоэрцитивном состоянии этот сплав является двухфазным, причем обе фазы ферромагнитны, но

* Следует отметить, что в ранее опубликованных работах [1,2] нами не отмечалось существования излома на кривых температурной зависимости намагниченности насыщения сплава альнико. Это было вызвано тем, что в области температур около 200° мы имели недостаточное количество экспериментальных точек.

отличаются по величине намагниченности насыщения I'_s и имеют различные точки Кюри. С увеличением температуры значение I'_s каждой фазы уменьшается. Экспериментально мы наблюдаем суммарную кривую изменения I'_s этих фаз с температурой; I'_s фазы с более низкой точкой Кюри уменьшается с температурой более резко и после некоторой температуры становится незначительной.

При этой температуре и наблюдается излом на кривой $I'_s(T)$. Дальнейший ход кривой $I'_s(T)$ обусловлен уменьшением намагниченности насыщения фазы с более высокой точкой Кюри. Итак, существование излома на кривой температурной зависимости I'_s сплава альнико связано с наличием двух ферромагнитных фаз в этом сплаве, имеющих различные точки Кюри *.

При сравнении кривых температурной зависимости I_s и H_c образцов сплава альнико, начиная с максимального значения H_c, можно отметить параллельный ход этих кривых. Это указывает на то, что в данном случае, по-видимому, H_c зависит от I'_s.

Такая зависимость возможна в том случае, если в ферромагнетике имеется однодоменная магнитная структура и причиной анизотропии является анизотропия формы ферромагнитных образований. Эти результаты подтверждают ранее высказанное предположение [4] о том, что в изучаемых в данной работе сплавах причиной высокой коэрцитивной силы является однодоменность ферромагнитных образований, имеющих анизотропную форму (пластинки).

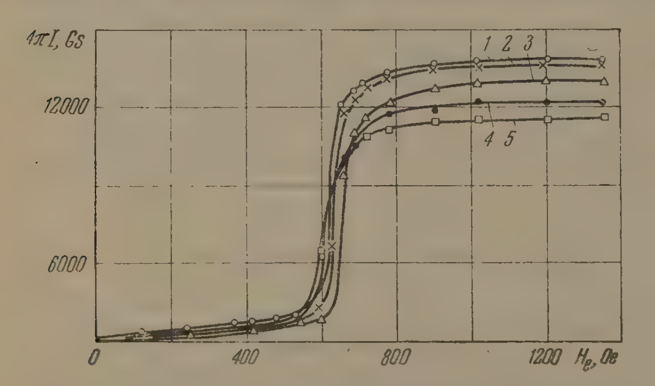


Рис. 3. Кривые намагничивания продольно текстурованного образца сплава альнико, измеренные при различных температурах: —195° (*1*), +20° (*2*), +250° (*3*),+ 500° (*4*), + 600° (*5*)

В связи с этим представляет интерес сопоставление хода кривых намагничивания и петель гистерезиса, измеренных при различных температурах на образцах сплава альнико после термомагнитной обработки в продольном поле (рис. 3 и 4). Как видно из рис. 3, характерный вид кривых намагничивания сохраняется неизменным во всем исследованном интервале температур. А именно, в области слабых полей намагниченность остается малой величиной; после достижения поля, численно равного величине коэрцитивной силы, намагниченность резко возрастает и достигает почти насыщения. Такой ход кривой $I\ (H)$ указывает [4], что в ферромагнетике создана магнитная текстура однодоменных ферромагнитных образований. Из рис. 3 следует, что такого вида магнитная структура сохраняется в широком интервале температур. Отсюда следует также, что причиной анизотропии в однодоменных образованиях является анизотропия формы, так как трудно себе представить, чтобы анизотропия, вызванная другой причиной, могла сохраняться неизменной при

* После окончания настоящего исследования появилась работа [3], в которой при исследовании сплава алькомакс-3, прошедшего различные обработки, также наблюдается излом на кривых температурной зависимости намагниченности насыщения. Авторы связывают эту особенность с наличием нескольких ферромагнитных фаз с различными точками Кюри.

изменении температуры на 800°. Из кривых рис. 4 видно, что отношение I_r/I'_s в исследованном интервале температур меняется очень слабо, причем величина I_r составляет примерно 90—95 % от I'_s. Это указывает, что магнитная текстура сохраняется также неизменной в данном интервале температур.

Итак, мы считаем, что в сплаве альнико та фаза, которая в основном определяет величину коэрцитивной силы, представляет собой однодоменные образования, обладающие анизотропией формы. Эти однодоменные

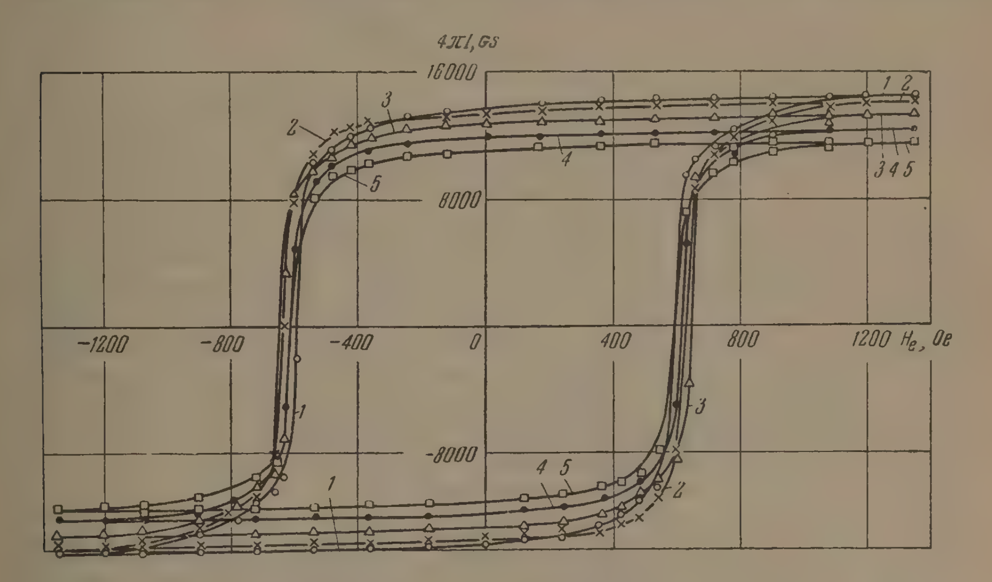


Рис. 4. Петли гистерезиса продольно текстурованного образца сплава альнико, измеренные при различных температурах. Обозначения кривых те же, что и на рис. 3.

образования изолированы между собой другой фазой с более низким магнитным насыщением. Вследствие уменьшения с ростом температуры намагниченности насыщения слабомагнитной фазы уменьшается взаимодействие однодоменных образований первой фазы. Это может привести к возрастанию коэрцитивной силы. Такое возрастание коэрцитивной силы будет продолжаться до той температуры, при которой намагниченность слабомагнитной фазы становится незначительной, а именно до температуры излома на кривой $I_s(T)$. Таким образом, в сплаве альнико имеются две причины, влияющие на величину коэрцитивной силы: одна, связанная с уменьшением взаимодействия однодоменных образований, приводит к возрастанию коэрцитивной силы с температурой, другая, обусловленная зависимостью H_c от I_s сплава, вызывает уменьшение H_c с температурой. Благодаря этому мы и наблюдаем в сплаве альнико максимум на кривой H_c (T), совпадающий по температуре с изломом на кривой $I'_s(T)$.

В сплаве викаллой, имеющем одну ферромагнитную фазу, коэрцитивная сила с температурой только уменьшается, что связано с уменьшением намагниченности насыщения сплава при возрастании температуры.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Шур Я. С., Баранова Н. А., Тр. Ин-та физ. металлов. Уральский фил. АН СССР, вып. 15, 19 (1954).
2. Шур Я. С., Баранова Н. А., Докл. АН СССР, 74, 225 (1950).
3. Clege A. G., Mc Cail M., Proc. Phys. Soc. B, 70, 817 (1957).
4. Шубина Л. А., Шур Я. С., Ж. техн. физ., 19, 88 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. И. РАБКИН

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ МАГНЕТОДИЭЛЕКТРИКОВ

1. Магнитные свойства феррочастиц

Для изготовления низкокоэрцитивных магнетодиэлектриков — ферропластов и ферроэластов — применяются обычные порошки из феррочастиц с линейными размерами от 10^{-4} до 10^{-1} см. По магнитным свойствам такие частицы не однородны. Магнитная проницаемость их имеет более высокое значение в центральной области частиц и падает с приближением к периферии, что является, по-видимому, следствием наличия трещин, неровностей и большого количества замыкающих доменов на поверхностных участках феррочастиц, затрудняющих перемещение граничного слоя между ферромагнитными областями.

Отсюда следует, что средние магнитные свойства неодинаковых по размерам частиц одного и того же ферромагнитного вещества различны, в связи с тем, что чем меньше частица, тем больше в ней удельный вес поверхностного слоя с повышенной коэрцитивной силой и пониженной проницаемостью.

Для изучения свойств магнетодиэлектриков существенно внести ясность в вопрос об определении понятия проницаемости феррочастиц. Принимая во внимание неоднородность их магнитных свойств, следует под проницаемостью феррочастиц понимать некоторую усредненную величину. Под этим названием мы будем в дальнейшем понимать проницаемость магнетодиэлектрика, состоящего из частиц изучаемого порошка при коэффициенте заполнения ферромагнитной фазой p, равном единице, и с таким же, в среднем, распределением частиц по величине, как в магнетодиэлектриках, которые из него изготовляются. В некоторых случаях проницаемость частиц порошка, определенная таким образом, может быть установлена экспериментально с большим или меньшим приближением. Один из способов, применяющийся нами для этого, заключается в том, что порошок без связующего материала уплотняется под высоким давлением в компактное тело, плотность которого приближается к плотности отдельной феррочастицы. Для большинства металлических низкокоэрцитивных порошков существует такое давление прессования, превышение которого уже не вызывает дальнейшего повышения проницаемости. В зависимости от твердости порошка это давление колеблется от $1{,}2 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^4$ атм. Частицы карбонильного железа могут быть уплотнены в компактное тело непосредственно в той камере, где происходит их образование.

Проницаемость, определенная на уплотненных порошках, имеет меньшие значения, чем те, которые получаются при измерении на листах или проволоках из таких же ферромагнетиков толщиной, равной среднему поперечному размеру частиц, потому что участки с пониженной проницаемостью в листах расположены только параллельно магнитному полю, тогда как в частицах порошка такие участки расположены также перпендикулярно ему.

С уменьшением размеров частиц порошка и толщины листа расхождение между их проницаемостями увеличивается.

Для ряда ферромагнитных порошков нами была определена начальная проницаемость $\hat{\mu}$ в зависимости от размеров частиц и условий термической обработки. На рис. 1 такие зависимости приведены для порошка 80-пермаллоя, а на рис. 2 для железо-кремний-алюминиевого сплава — альсифера.

Однако применяемые для производства магнетодиэлектриков порошки не являются однородными по размеру ферочастиц. Проницаемость таких неоднородных порошков может быть определена по проницаемости

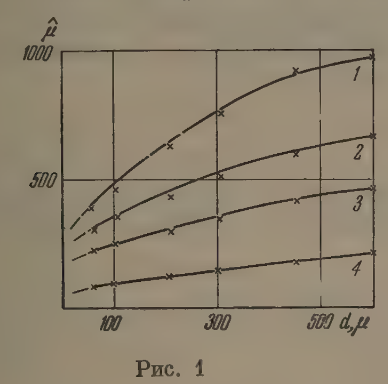


Рис. 1

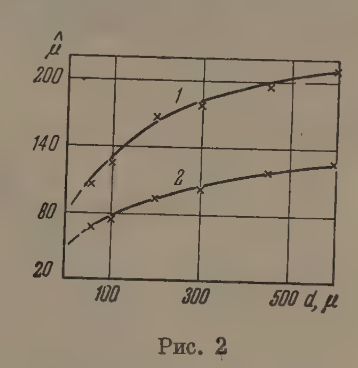


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость средней проницаемости $\hat{\mu}$ ферромагнитной основы 80-пермаллоя от размера частиц d. Температура отжига: *1* — 650°, *2* — 550°, *3* —520°, *4* — неотожжен

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для сплава альсифер: *1* — отжиг при 750°, *2*—неотожженный

отдельных фракций, в зависимости от их коэффициента заполнения ферромагнитной фазой p_n, по формуле Лихтенекера [1]:

$$\lg \hat{\mu} = \lg \hat{\mu}_1^{p_1} + \lg \hat{\mu}_2^{p_2} + \ldots + \lg \hat{\mu}_n^{p_n}, \tag{1}$$

где

$$p_1 + p_2 + \ldots + p_n = 1.$$

2. Исследование зависимости проницаемости магнетодиэлектриков от коэффициента заполнения

Зависимость проницаемости магнетодиэлектрика $\bar{\mu}$ от коэффициента заполнения p не является однозначной функцией, так как она зависит от распределения ферромагнитной и неферромагнитной фаз в магнетодиэлектрике. Чем меньше непосредственных контактов между ферочастицами и чем более однородно распределено изоляционное вещество между ферочастицами, тем ниже проницаемость мегнетодиэлектрика.

Для того чтобы определить, насколько сильно влияет неравномерность распределения изоляционного вещества между ферочастицами на магнитные свойства магнетодиэлектриков, нами был поставлен следующий опыт. Из ферромагнитных тел, размеры которых достаточно велики, чтобы проницаемость их могла быть непосредственно измерена, изготовлены были магнитопроводы с различным распределением ферромагнитной и неферромагнитной фаз. Для этих образцов определялась зависимость $\bar{\mu}$ от p (рис. 3). Кривая *1* на этом графике получена по измерениям проницаемости магнитопроводов, состоящих из нескольких тороидальных пластин металлического ферромагнетика с распределенными в них круглыми и многогранными отверстиями с поперечниками в 2 мм. Кривая *2* дает зависимость проницаемости $\bar{\mu}$ от коэффициента заполнения p магнитопровода, состоящего из изотропной смеси частиц железа диаметром

2 мм и кварцевого песка с частицами таких же размеров. Наконец, кривая *3* дает зависимость $\bar{\mu}$ от p магнетодиэлектрического магнитопровода с такими же, как и в предыдущем случае, железными частицами с равномерно распределенной диэлектрической фазой между ними. Все образцы были изготовлены из низкоуглеродистой стали с проницаемостью $\mu_н = 253$ Gs Oe^{-1} и подвергались одинаковой термической обработке. Как следует из графиков рис. 3, проницаемость магнетодиэлектриков с равномерно распределенной изоляционной фазой является наименьшей.

На этом же рис. 3 даны кривые зависимости $\bar{\mu}$ от p при $\hat{\mu} = 253$ Gs Oe^{-1}, рассчитанные по теоретическим формулам; кривая *в* — по формуле Оллендорфа [2]:

$$\bar{\mu} = \frac{3\mu\hat{\mu} + 2(\hat{\mu} - 1)(1 - p)}{3 + (\hat{\mu} - 1)(1 - p)}, \quad (2)$$

кривая *б* — по формуле Лихтенекера, Легга и Гивена [1,3]:

$$\bar{\mu} = \hat{\mu}\,(p) \quad (3)$$

и кривая *а* — по формуле Кондорского [4]:

$$\bar{\mu} = a + \sqrt{a^2 + \frac{1}{2}\hat{\mu}}, \quad (4)$$

где

$$a = \frac{1}{4}\left[2 - 3p + (3p - 1)\,\hat{\mu}\right].$$

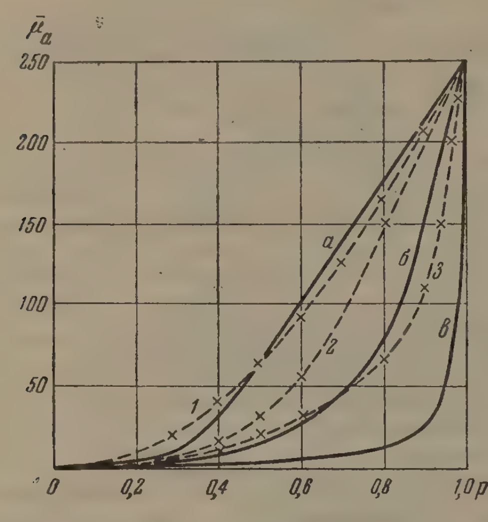


Рис. 3. Зависимость проницаемости $\bar{\mu}$ от коэффициента заполнения p ферромагнитной фазы. Пунктирные кривые — экспериментальные, сплошные — вычисленные

Экспериментальная кривая *3*, относящаяся к магнетодиэлектрику с равномерным распределением диэлектрической фазы, находится ниже теоретической кривой *а*, полученной по формуле Кондорского, и выше точек кривой *в*, полученной по формуле Оллендорфа. Кривая *3* пересекает кривую *б*, рассчитанную по формуле Лихтенекера, Легга и Гивена. При малых p она идет выше рассчитанной, а при больших p—ниже. При больших содержаниях ферромагнетика кривая *а*, рассчитанная по формуле Кондорского, близко совпадает с экспериментальной кривой *1* для конгломератов, в которых ферромагнитная фаза является матричной, а диэлектрическая — прерывистой.

Как нами было показано ранее [5], формула (3) хорошо согласуется с экспериментальными данными для магнетодиэлектриков на основе порошка альсифера при условии, что за проницаемость частиц принимается проницаемость магнетодиэлектрика при $p = 1$. Тот факт, что формула (3) дает для реальных изотропных магнетодиэлектриков, состоящих из мелких ферромагнитных частиц, лучшее совпадение с экспериментом, чем для моделей, состоящих из сравнительно крупных тел, является, по-видимому, результатом большой неоднородности магнитных свойств мелких феррочастиц, применяемых для изготовления промышленных магнетодиэлектриков.

Формула Лихтенекера (3) была проверена нами, кроме того, на магнетодиэлектриках, изготовленных из порошка азотированного карбонильного железа, а также из порошка пермаллоя с частицами чешуйчатой формы.

В первом случае проницаемость ферромагнитной основы $\hat{\mu}$ определялась по измерению кольцевых сердечников, полученных из плотных осадков карбонильного железа, образовавшегося в камере, где происходит

разложение пентакарбонила. В зависимости от условий осаждения проницаемость колебалась от 23 до 32 Gs Oe^{-1}.

Сравнение расчетной величины проницаемости магнетодиэлектриков на основе этого ферромагнетика со значением проницаемости, полученной измерением на компактных образцах, приведено в табл. 1, из которой видно, что расчетные и экспериментальные значения находятся в удовлетворительном согласии.

Таблица 1

Расчетные и экспериментальные значения проницаемости $\bar{\mu}_H$ для магнетодиэлектриков из карбонильного железа и «чешуйчатого» пермаллоя

Материал ферромагнетика	p	$\bar{\mu}_H$ Gs Oe^{-1}	μ_H, GsOe^{-1} расчетные значения	μ_H, GsOe^{-1} результаты измерения
Азотированное карбонильное железо	0,65	34	9,5	10,4
	0,65	23	7,7	8,4
	0,30	23	2,56	2,8
Чешуйчатый пермаллой	0,95	1150	808	730
	0,90	1150	568	550
	0,85	1150	317	288
	0,75	1150	195	170
	0,60	1150	69	61

Магнетодиэлектрики, изготовленные из порошка пермаллоя с частицами чешуйчатой формы, имели диаметр около 1 мм и толщину от 15 до 20 μ. Проницаемость порошка определялась на тороидальных образцах, спрессованных без изоляционного вещества под давлением 18 000 атм. Дальнейшее повышение давления уже не меняет проницаемости магнитопровода. Сердечники подвергались после прессования обжигу при 880°.

Результаты измерений проницаемости этих сердечников, также приведенные в табл. 1, показывают, что и для анизотропных магнетодиэлектриков расчет по формуле Лихтенекера дает значения, не слишком отличающиеся от полученных экспериментальных данных (в пределах 15%).

3. Проницаемость многокомпонентных магнетодиэлектриков

Проницаемость многокомпонентных магнетодиэлектриков, состоящих из m порошков, различающихся по сорту частиц, проницаемости $\hat{\mu}_H$ и коэффициенту заполнения p, может быть рассчитана по обобщенной формуле Лихтенекера [6]:

$$\lg \bar{\mu} = \sum_{k=1}^{n} p_k \lg \hat{\mu}_k. \qquad (5)$$

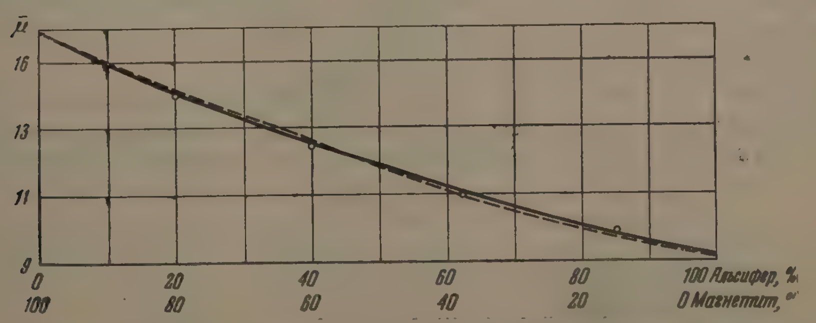


Рис. 4. Зависимость проницаемости магнетодиэлектрика от отношения компонент ферромагнитной фазы. Сплошная кривая — экспериментальная, пунктирная — расчетная

Для двухкомпонентного магнетодиэлектрика эта формула принимает вид:

$$\ln \overline{\mu} = p_1 \lg \overline{\mu}_1 + p_2 \lg \hat{\mu}_2, \tag{6}$$

где индекс *1* относится к одному из порошков, а индекс *2* — к другому.

Выражение (6) было проверено нами на значительном количестве композиций. Во всех случаях оно удовлетворительно согласовалось с экспериментом. На рис. 4 приведены кривые зависимости $\overline{\mu}$ от состава двухкомпонентного магнетодиэлектрика при общем коэффиценте заполнения ферромагнитной фазы $p = 0{,}7$. Сплошная кривая получена по измерениям на магнетодиэлектриках из смеси порошков альсифера РЧ-6 с проницаемостью $\hat{\mu}_н = 53$ Gs Oe^{-1} и магнетита с $\hat{\mu}_н = 23$Gs Oe^{-1}; пунктирная кривая вычислена по формуле (6). Как видно из графика, экспериментальная кривая почти совпадает с расчетной.

4. Коэффициенты потерь магнетодиэлектриков

В качестве коэффициентов потерь на гистерезис $\delta_г$, высокочастотных дополнительных потерь $\delta_{вп}$ и начальных потерь $\delta_п$ исходных ферромагнетиков примем соответствующие коэффициенты потерь магнитопроводов с ферромагнитным заполнением, равным единице, аналогично тому, как это принято было нами для проницаемости исходного ферромагнетика. Измеренные в этих условиях удельные коэффициенты потерь исходного ферромагнетика: $\hat{\delta}_2 : \hat{\mu}_н^2$, $\hat{\delta}_п : \hat{\mu}_н$ и др., выше таких же коэффициентов потерь этого ферромагнетика в виде листа или проволоки. В табл. 2 приведены сравнительные коэффициенты начальных потерь и потерь на гистерезис для листового и порошкообразного сердечников из 80-пермаллоя.

Таблица 2

Коэффициенты потерь $\delta_г/\hat{\mu}_н^2$ и $\delta_п/\hat{\mu}_н$ двух сердечников из 80-пермаллоя, отожженных при $t = 550°$ в течение 0,5 час

Образцы сердечников	$\hat{\mu}_н$,Gs Oe^{-1}	$\hat{\delta}_г/\hat{\mu}_н^2$	$\delta_п/\hat{\mu}_н$
Магнитопровод из листов толщиной 0,008 см	960	$420\cdot10^{-9}$	$0{,}95\cdot10^{-5}$
Порошкообразный магнитопровод без изоляции из частиц диаметром 0,070—0,008 см	280	$610\cdot10^{-9}$	$1{,}35\cdot10^{-5}$

Большие коэффициенты потерь сердечника, изготовленного из порошка, по сравнению с коэффициентом потерь листового ферромагнетика, являются следствием неоднородности поля в частицах порошка. Если в листовом сердечнике каждая магнитная силовая линия проходит в однородной среде, то в сердечнике, состоящем из порошка даже без изоляционного вещества, каждая силовая линия при переходе от одной частицы к другой должна проходить через участки с различными свойствами в силу неоднородности частиц порошка.

Несколько лет назад автором [5] дан был метод расчета коэффициентов потерь магнетодиэлектриков $\overline{\delta}_г$, $\overline{\delta}_{вд}$ и $\overline{\delta}_п$ по коэффициентам потерь исходного ферромагнетика, который приводит к следующим формулам:

$$\overline{\delta}_г = \hat{\delta}_г (\overline{\mu}_н : \hat{\mu}_н)^2 \frac{1}{p}; \tag{7}$$

$$\overline{\delta}_{вд} = \hat{\delta}_{вд} (\overline{\mu}_н : \hat{\mu}_н)^2 \frac{1}{p}; \tag{8}$$

$$\overline{\delta}_п = \hat{\delta}_п (\overline{\mu}_н : \hat{\mu}_п)^2 \frac{1}{p}. \tag{9}$$

Формулы дают удовлетворительное совпадение с экспериментом при значительных коэффициентах заполнения $p > 0{,}80$.

Так, в табл. 3 приведены сравнительные данные для коэффициентов потерь на гистерезис, рассчитанных и найденных экспериментально для ферропластов из порошка альсифера, подвергнутого при изготовлении образцов давлению в 22 000 атм и обжигу на воздухе при 780°.

Таблица 3

Зависимость коэффициента потерь на гистерезис $\delta_г$ тороидальних сердечников из альсифера от коэффициента заполнения p

$\hat{\mu} = 111$ Gs Oe^{-1}; $\hat{\delta}_2 = 12{,}8 \cdot 10^{-3}$

Коэффициент заполнения p магнетодиэлектрика	μ, Gs Oe^{-1}	$\delta_г \cdot 10^3$	
		результаты измерения	расчетные значения по формуле (7)
0,5	66	4,28	4,15
0,88	10,8	0,98	0,51

Из данных этой таблицы видно, что для магнетодиэлектрика с $p = 0{,}5$ расчетное значение коэффициента $\delta_г$ удовлетворительно согласуется с экспериментальным. Однако для магнетодиэлектрика с $p = 0{,}88$ было получено существенное расхождение результатов. Экспериментально полученный коэффициент потерь на гистерезис почти в два раза больше, чем рассчитанный по формуле (7). Это расхождение является следствием увеличения неоднородности магнитного потока в частицах с уменьшением коэффициента заполнения p, влияние которого не учитывается формулами (7), (8) и (9).

Проведенные нами опыты показали, что неоднородность поля зависит от формы частиц и коэффициента заполнения p.

В формулы (7) — (9) должны быть внесены поправки, учитывающие увеличение коэффициентов потерь от неоднородности поля. При этом формулы приобретают несколько более сложный характер:

$$\bar{\delta}_г = \hat{\delta}_г (\bar{\mu}_н : \hat{\mu}_н)^2 \frac{1}{p^{2(1+\Xi)}}; \tag{10}$$

$$\bar{\delta}_{вп} = \hat{\delta}_{вп} (\bar{\mu}_н : \hat{\mu}_н) \frac{1}{p^{(1+\Xi)}}; \tag{11}$$

$$\bar{\delta}_п = \hat{\delta}_п (\bar{\mu}_н : \hat{\mu}_н) \frac{1}{p^{(1+\Xi)}}. \tag{12}$$

В этих формулах поправочный член Ξ зависит от формы и механических свойств порошка. Так, например, для порошков со сферическими частицами (карбонильное железо, порошки, полученные электроэрозионным путем) Ξ близко к нулю. Для отожженных порошков электролитического железа и пермаллоя величина Ξ ограничена значениями $0{,}20 \div 0{,}30$, а для порошков ферритов и альсифера — значениями $0{,}4 \div 0{,}5$.

Цитированная литература

1. Lichteneker K., Phys. Z., 25, 172 (1924).
2. Ollendorf F., Arch. Elecktr., 25, 436 (1931).
3. Legg V. E., Given F. J., Bell System Techn. J., 19, 385 (1940).
4. Кондорский Е. И., Изв. АН СССР. Сер. фи ., 16, 398 (1952).
5. Рабкин Л. И., Шольц Н. Н., Магнетодиэлектрики и феррокатушки.— Госэнергоиздат, М.—Л., 1948.
6. Рабкин Л. И., Магнетодиэлектрики и феррокатушки для высокочастотной телефонной аппаратуры. Сб. Магнетодиэлектрики в технике высокочастотной связи.— Госэнергоиздат, М.—Л., 1948.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXII, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

К. П. БЕЛОВ, К. М. БОЛЬШОВА, Т. А. ЕЛКИНА и М. А. ЗАЙЦЕВА

О МАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ ФЕРРИТОВ С ТОЧКОЙ КОМПЕНСАЦИИ

Некоторые ферриты имеют аномальный температурный ход спонтанной намагниченности. Наибольший интерес в этом отношении представляют ферриты, обладающие так называемой точкой компенсации. В этих ферритах намагниченность обращается в нуль не только в точке Кюри, но и в точке компенсации, где феррит превращается в обычный антиферромагнетик.

Появление кривых $\sigma_s(T)$ с точкой компенсации было предсказано Неелем [1] из теоретической модели, основанной на применении Вейсовской гипотезы молекулярного поля к случаю ферритов.

Существование ферритов с точкой компенсации было обнаружено на опыте впервые Гортером с сотрудниками [2] на ферритах — хромитах лития.

Простые физические соображения показывают, что кривые $\sigma_s(T)$ с точкой компенсации следует ожидать в ферритах, в которых разность намагниченностей подрешеток (при 0° K) невелика, т. е. в ферритах, которые по своим магнитным свойствам близки к обычным антиферромагнетикам. Различный температурный ход намагниченности подрешеток таких ферритов может привести к появлению кривых $\sigma_s(T)$ с точкой компенсации, причем результирующая намагниченность до температуры компенсации имеет направление, совпадающее с направлением намагниченности одной из подрешеток, а после температуры компенсации — направлена вдоль намагниченности второй подрешетки. При температуре компенсации значения намагниченностей подрешетки становятся равными, а так как они ориентированы антипараллельно, то результирующая намагниченность обращается в нуль.

В литературе имеется мало сведений о магнитном поведении ферритов такого рода. Помимо работы Гортера, существование кривых с точкой компенсации обнаружено, например, в ферритах редких земель [3]. Между тем подробные данные о кривых намагничивания как в слабых, так и в сильных полях (область парапроцесса), температурная зависимость спонтанной намагниченности и другие магнитные характеристики несомненно представляют интерес, поскольку в этих ферритах наиболее полно проявляется антиферромагнитная природа подобного рода материалов.

В настоящей работе были проведены подробные измерения магнитных характеристик смешанных ферритов — хромитов лития в отожженном и закаленном состояниях и при различных отжигах после закалки. Для исследования нами была изготовлена система ферромагнитных шпинелей лития, содержащих хром, общая формула которых:

$$Li_2O\cdot(5-2a)\,Fe_2O_3\cdot 2\,a\,Cr_2O_3 \quad (\text{при } a = 1{,}25;\ 1{,}5;\ 1{,}6;\ 1{,}7)$$

1. Приготовление образцов и методика измерений

Образцы исследуемой системы приготовлялись путем смешения чистых (марки ч. д. а.), тонко раздробленных окиси железа, окиси хрома и углекислого лития. Реагенты отвешивались в заданных количествах и

тщательно растирались в агатовой ступке в течение нескольких часов. Полученная смесь прессовалась в форме таблеток, которые подвергались предварительному отжигу в течение 9 час при температуре около 1050° на воздухе. После этого таблетки снова растирались в агатовой ступке в течение длительного времени. Полученный порошок смешивался со связующим веществом и прессовался уже в форме параллелепипедов. Образцы подвергались конечному спеканию в течение 3 час при температуре около 1150° на воздухе и после выключения печи медленно охлаждались.

Размеры образцов следующие: длина 60 мм, длинная сторона сечения 6 мм, короткая — 4 мм.

В работе измерялись следующие магнитные характеристики:

1) температурная зависимость спонтанной намагниченности $\sigma_s(T)$; величина σ_s определялась из кривых магнитных изотерм экспраполяцией к нулевому полю; вблизи точки Кюри, где экстраполяция невозможна, σ_s определялась по термодинамической формуле:

$$\sigma_s = \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$$

(которая следует из термодинамического уравнения кривой намагничивания ферромагнетика вблизи точки Кюри, т. е. кривой $\alpha\sigma + \beta\sigma^3 = H$ при $H = 0$). Термодинамический метод дает также возможность точнее найти температуру Кюри; температура Кюри определялась из условия обращения в нуль коэффициента α [6];

2) атомные магнитные моменты, которые определялись из величины магнитного насыщения при температуре кипения жидкого гелия (измерения проводились А. В. Педько);

3) температурная зависимость остаточной намагниченности предельного цикла в области температур от — 30° до температур на 10÷20° выше точки компенсации (на астатическом магнитометре);

4) температурная зависимость парамагнитной восприимчивости пондеромоторным методом.

Подробности относительно методики содержатся в предшествующих сообщениях авторов данной статьи [4 — 6].

2. Результаты

А. Образцы в исходном (отожженном) состоянии

Температурная зависимость спонтанной намагниченности σ_s у всех исследованных нами составов носила аномальный характер. На кривых $\sigma_s(T)$ всех образцов имелась точка компенсации (кривые $\sigma_s(T)$ для исходного состояния, рис. 1—4). Однако, в отличие от результатов Гортера, мы обнаружили, что на наших образцах имеет место «неполная компенсация», т. е. наличие некоторой, отличной от нуля, спонтанной намагниченности при температуре компенсации. Очевидность этого утверждения вытекает из рис. 5, на котором приведены для сравнения кривые намагничивания образца $Li_2O \cdot 2{,}5Fe_2O_3 \cdot 2{,}5Cr_2O_3$ при температуре компенсации (+ 44°), несколько ниже и несколько выше этой температуры, а также в области температуры Кюри (+ 217° С). Кривая намагничивания *1* при температуре компенсации, хотя и становится пологой, но все же носит ферромагнитный характер и обнаруживает приближение к насыщению. Значение σ_s при этой температуре во всяком случае не ниже 0,2 Gs см^3 г$^{-1}$. Аналогичное поведение обнаружено и для всех других составов*.

---

* В составе $Li_2O \cdot 2Fe_2O_3 \cdot 3Cr_2O_3$ точка компенсации лежала ниже 0° С и на баллистической установке кривая намагничивания при этой температуре не могла быть снята. Точка компенсации была определена при помощи магнитометра с использованием факта обращения в нуль остаточной намагниченности при этой температуре.

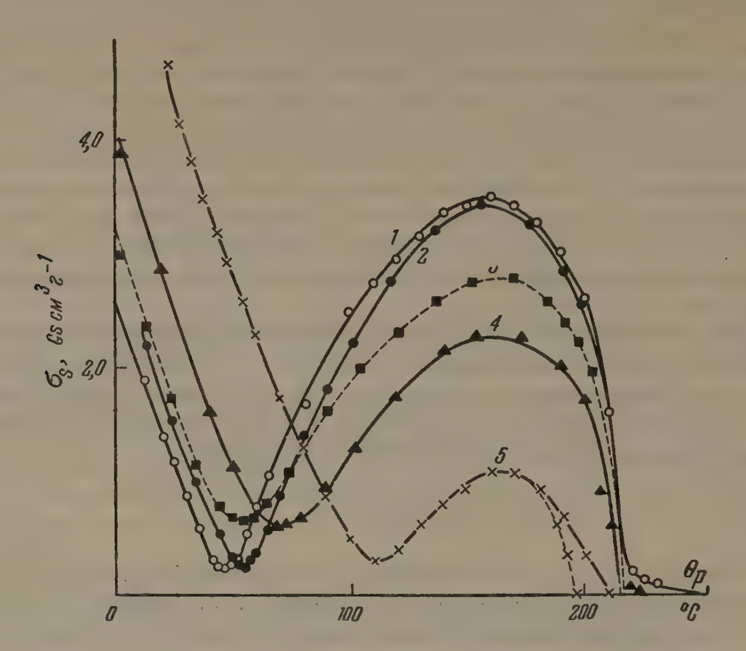


Рис. 1. Зависимость спонтанной намагниченности феррита $Li_2O \cdot 2{,}5Fe_2O_3 \cdot 2{,}5Cr_2O_3$ от температуры при различных термообработках: *1* — исходное состояние, *2* — закалка от 1000° на воздухе, *3* — отжиг 5 час при 500°, *4* — отжиг 24 час при 500°, *5* — отжиг 8 час при 800°. Пунктирная кривая в области температуры Кюри; ход $\sigma_s(T)$, рассчитанный по формуле: $\sigma_s = \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$. Парамагнитная точка Кюри — θ_p

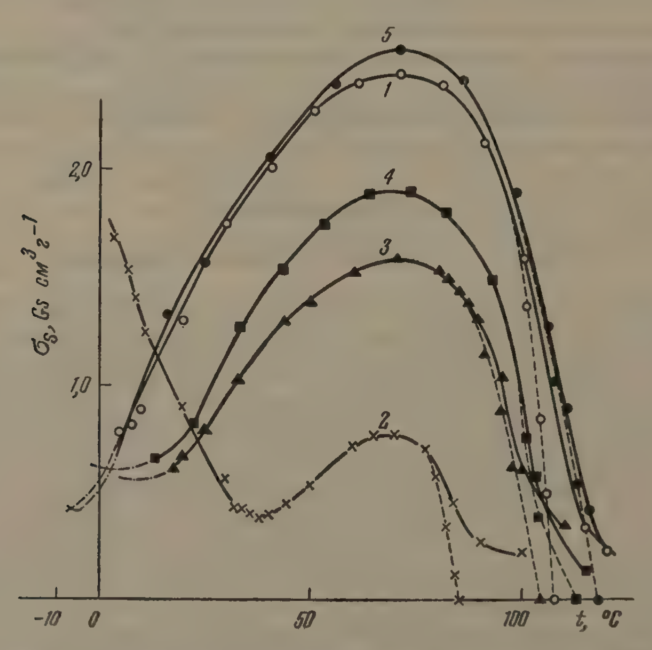


Рис. 2. Зависимость спонтанной намагниченности феррита $Li_2O \cdot 2Fe_2O_3 \cdot 3Cr_2O_3$ от температуры при различных термообработках: *1* — исходное состояние, *2* — закалка от 1000° на воздухе, *3* — отжиг 5 час при 500°, *4* — отжиг 24 час при 500°, *5* — отжиг 5 час при 1000°. Пунктирная кривая в области температуры Кюри — ход $\sigma_s(T)$, рассчитанный по формуле: $\sigma_s = \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$. Температура компенсации получена при помощи магнитометрических измерений зависимости остаточной намагниченности от температуры (штрих-пунктирные участки кривых в области 0°С)

Чтобы доказать, что в точке минимума $\sigma_s(T)$ действительно имеет место компенсация магнитных моментов подрешеток, мы измерили на магнитометре температурную зависимость остаточной намагниченности максимального цикла для всех составов. Во всех случаях, т. е. при всех

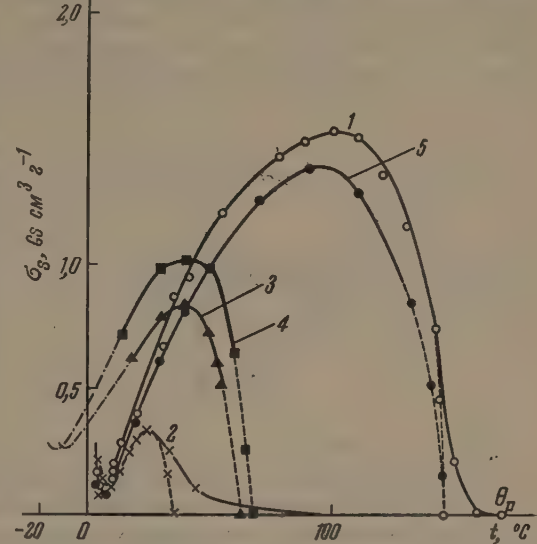


Рис. 3. Зависимость спонтанной намагниченности феррита $Li_2O \cdot 1{,}8Fe_2O_3 \cdot 3{,}2Cr_2O_3$ от температуры при различных термообработках: *1* — исходное состояние, *2* — закалка от 1000° на воздухе, *3* — отжиг 5 час при 500°, *4* — отжиг 24 час при 500°, *5* — отжиг 5 час при 1000°. θ_p — парамагнитная точка Кюри. Температура компенсации для *3* и *4* получена только из измерений температурной зависимости остаточной намагниченности (штрих-пунктирные участки — в области 0° C). Пунктирная кривая в области температуры Кюри — ход $\sigma_s(T)$, рассчитанный по формуле: $\sigma_s = \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$

составах и всех термообработках прохождение через нуль остаточной намагниченности имело место при той же температуре, где кривая $\sigma_s(T)$ имела минимум (в пределах точности измерений, которая составляла $\pm 0{,}5°$) (рис. 6).

К вопросу о возможном объяснении явления «неполной компенсации» мы вернемся позднее.

Имея данные $\sigma_s(T)$ для всех образцов, вплоть до точки Кюри каждого

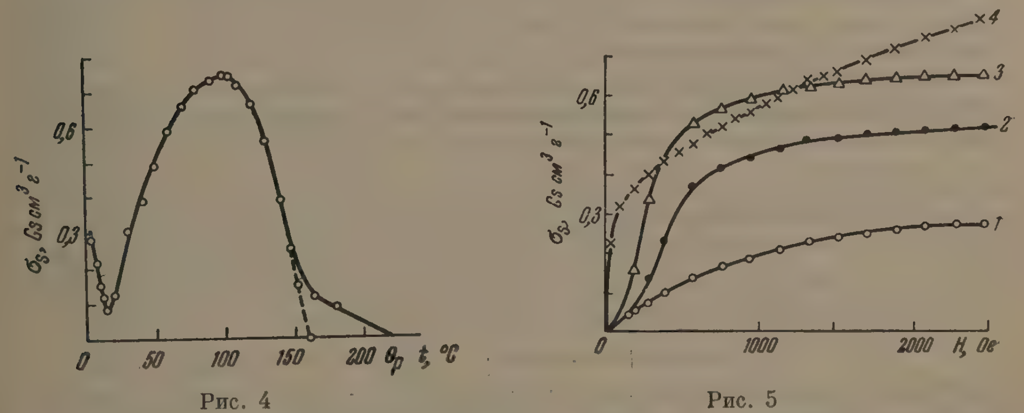


Рис. 4 Рис. 5

Рис. 4. Зависимость спонтанной намагниченности феррита $Li_2O \cdot 1{,}6Fe_2O_3 \cdot 3{,}4Cr_2O_3$ от температуры (исходное состояние); пунктирная линия в области точки Кюри — ход $\sigma_s(T)$, рассчитанный по формуле: $\sigma_s = \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$

Рис. 5. Кривые намагничивания феррита $Li_2O \cdot 2{,}5Fe_2O_3 \cdot 2{,}5Cr_2O_3$ при различных температурах $t°$, С: $+44°$ (*1*), $+36{,}5°$ (*2*), $+55°$ (*3*), $+217°$ (*4*)

из них, мы смогли проверить для этого типа ферритов применимость термодинамического уравнения кривой намагничивания в области точки Кюри [7], имеющего вид:

$$\alpha\sigma + \beta\sigma^3 = H \text{ или } \alpha + \beta\sigma^2 = \frac{H}{\sigma}. \qquad (1)$$

Справедливость этого уравнения доказана для всех четырех составов как в исходном состоянии образцов, так и при всех термообработках, которым они в дальнейшем подвергались. Кривая H/σ в зависимости от σ^2 во всех случаях при температуре Кюри имела вид прямой, проходящей через начало координат, в полях от 100 до 2500 Ое (рис. 7).

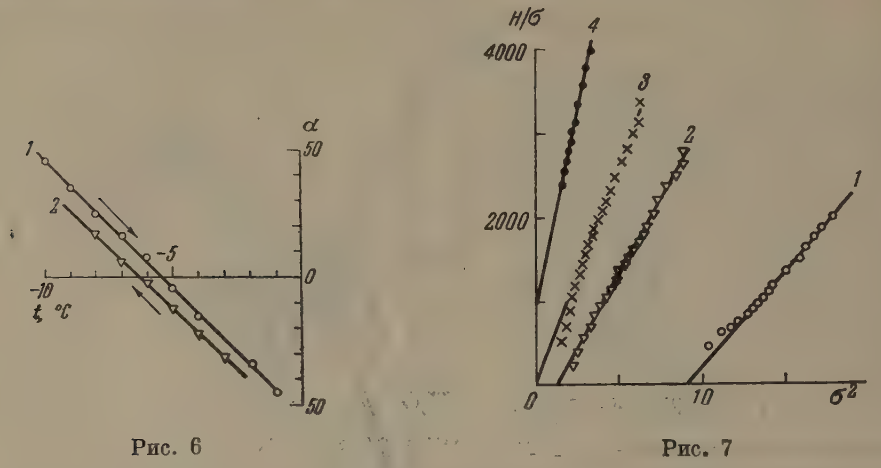


Рис. 6 Рис. 7

Рис. 6. Зависимость остаточной намагниченности образца $Li_2O \cdot 2Fe_2O_3 \cdot 3Cr_2O_3$ от температуры в районе точки компенсации $T_к = -6°$ в исходном состоянии. α — отклонение магнитометра, пропорциональное остаточной намагниченности. Ход остаточной намагниченности: *1* — при нагревании, *2* — при охлаждении

Рис. 7. Проверка применимости термодинамической формулы для кривой намагничивания $\left(\alpha + \beta\sigma^2 = \frac{H}{\sigma}\right)$ при температурах вблизи температуры Кюри для феррита $Li_2O \cdot 2{,}5Fe_2O_3 \cdot 2{,}5Cr_2O_3$: *1* — $t = +213{,}5°$, ($\sigma_s = 0{,}95$); *2* — $t = +216°$ ($\sigma_s = 0{,}37$); *3* — $t = +217°$, *4* — $t = +218°$

Значения температур Кюри и температур компенсации для всех исследованных нами составов оказались довольно близкими к данным Гортера; те и другие приведены в табл. 1.

Следует указать, что точность определения температуры компенсации в наших измерениях была выше, чем в работе Гортера, так как в этой области температур мы брали больше точек (производили измерения через

Таблица 1

Температура компенсации и температура Кюри у различных ферритов

Состав феррита	Температура компенсации, °С		Температура Кюри, °С	
	по Гортеру	из наших опытов	по Гортеру	из наших опытов
$Li_2O \cdot 2{,}5Fe_2O_3 \cdot 2{,}5Cr_2O_3$	+38	+45	+214	+217
$Li_2O \cdot 2Fe_2O_3 \cdot 3Cr_2O_3$	−16	− 6	+119	+108
$Li_2O \cdot 1{,}8Fe_2O_3 \cdot 3{,}2Cr_2O_3$	+11	+ 7	+167	+147
$Li_2O \cdot 1{,}6Fe_2O_3 \cdot 3{,}4Cr_2O_3$	+20	+15	+155	+160

1—2°). На кривых Гортера мало точек в области температуры компенсации, и точное определение температуры компенсации произвести трудно. Этим же, очевидно, объясняется и то, что Гортер не обнаружил факта неполной компенсации. Методика определения температуры Кюри в статье Гортера не приводится. Видимо, определение температуры Кюри производилось по кривым $\sigma(T)$ экстраполяцией касательной к крутой части

кривой $\sigma(T)$ на ось температур. В наших опытах температура Кюри определялась по обращению в нуль коэффициента α. В работе [6] было показано, что нельзя определять температуру Кюри из кривой $\sigma(T)$, так как величина полученного при этом значения температуры Кюри вследствие парапроцесса будет зависеть от поля, в котором снималась кривая $\sigma(T)$.

По значениям абсолютного насыщения σ_0, рассчитанным из кривых намагничивания при температуре кипения гелия, определялись атомные магнитные моменты*, которые приведены в табл. 2, где даны также результаты Гортера (μ_0 указаны в магнетонах Бора на атом).

Таблица 2

Атомные магнитные моменты ферритов

Состав феррита	μ_0 по Гортеру	μ_0 из наших опытов для образцов в исходном состоянии	μ_0 закаленных образцов из наших опытов	μ_0 теоретическое по Неелю (для исходного состояния)
1	2	3	4	5
$Li_2O\cdot 2{,}5Fe_2O_3\cdot 2{,}5\ Cr_2O_3$	0,61	0,68	0,74	0,9
$Li_2O\cdot 1{,}8Fe_2O_3\cdot 3{,}2\ Cr_2O_3$	0,42	0,39	0,57	2,9
$Li_2O\cdot 1{,}6Fe_2O_3\cdot 3{,}4\ Cr_2O_3$	0,22	0,24	0,31	3,7

Значения μ_0 в графе 5 табл. 2 рассчитывались по теории Нееля. Действительно, зная из работы Брауна, данные которого приведены в работе [2], распределение ионов Li в этих ферритах и считая, как это обосновал Гортер, что ионы хрома занимают только октаэдрические места, можно получить для каждого из исследованных ферритов полное катионное распределение по подрешеткам A и B. Используя далее формулу Нееля, соответствующую случаю антипараллельности магнитных моментов катионов в подрешетках A и B, т. е. полагая

$$M = M_B - M_A, \qquad (2)$$

можно получить данные, приведенные в графе 5 табл. 2. При этом M_B и M_A представляют собой суммы магнитных моментов катионов, занимающих места в подрешетках B и A соответственно, а M — результирующий магнитный момент феррита. Для магнитных моментов катионов железа и хрома принимаются чисто спиновые значения (т. е. $3\mu_B$ для иона хрома и $5\mu_B$ для иона железа). Как видно из табл. 2, значения σ_0 исследованных нами ферритов нельзя рассчитать по Неелю. Теоретическое значение уже для первого из исследованных нами составов $Li_2O\cdot 2{,}5\ Fe_2O_3\cdot 2{,}5Cr_2O_3$ лежит выше экспериментального, а с увеличением содержания хрома расхождение сильно возрастает (табл. 2, графы 2 и 4).

Б. Образцы в закаленном состоянии и после различных отжигов

Представляло интерес посмотреть, как может повлиять термообработка на свойства исследуемых нами ферритов. С этой целью все образцы были подвергнуты закалке от 1000° на воздухе (выдержка 40 мин при 1000°), а затем после измерения их свойств в закаленном состоянии подвергались ступенчатым отжигам при следующих режимах: 1) 5 час при 500°, 2) 24 часа при 500°, 3) 8 час при 800° (для некоторых составов) или 5 час при 1000° (для других составов).

Все указанные термообработки резко изменили зависимость $\sigma_s(T)$. Закалка во всех случаях привела к подавлению обратной намагниченности и к уменьшению интервала между точкой компенсации и точкой

* В составе $Li_2O\cdot 2\ Fe_2O_3\cdot 3Cr_2O_3$ при температуре жидкого гелия насыщения в полях 4500 Ое не достигалось, а потому σ_0 для этого состава не было определено.

Кюри* (см. данные для закаленного состояния на рис. 1, 2 и 3, а также табл. 3).

Обращает на себя внимание тот факт, что в образце с наименьшим содержанием хрома ($a = 1{,}25$) уменьшение интервала $\theta - T_к$ происходит за счет сильного смещения температуры компенсации (точка Кюри мало меняется по сравнению с исходным состоянием). В образце с большим содержанием хрома ($a = 1{,}6$) уменьшение интервала $\theta - T_к$ происходит исключительно за счет резкого уменьшения температуры Кюри при закалке, в то время как температуры компенсации основного и закаленного состояний практически одинаковы. В образце с промежуточным содержанием хрома ($a = 1{,}5$) уменьшение интервала температур $\theta - T_к$ происходит за счет изменения как температуры компенсации, так и точки Кюри при закалке. Точка компенсации смещается при закалке тем меньше, чем больше хрома в феррите. Напротив, точка Кюри смещается тем больше, чем больше хрома.

Таблица 3

Смещение точки компенсации и точки Кюри в результате закалки у феррита $Li_2O \cdot 1{,}5Fe_2O_3 \cdot 3{,}4Cr_2O_3$

Параметр a	Точка компенсации $T_к$ в закаленном состоянии, °С	Точка Кюри θ в закаленном состоянии, °С	$\theta - T_к$ в исходном состоянии, °С	$\theta - T_к$ в закаленном состоянии, °С
1,25	+110	+199	172	86
1,5	+ 37	+ 85	114	47
1,6	+ 9	+ 35	140	26
1,7	Нет	~— 50	145	—

Очень интересным является то, что в составе с наибольшим содержанием хрома, а именно в $Li_2O \cdot 1{,}6\ Fe_2O_3 \cdot 3{,}4\ Cr_2O_3$ закалка привела к полному подавлению обратной намагниченности. Точка компенсации у этого образца после закалки отсутствовала, на что указывали измерения остаточной намагниченности, проведенные на магнитометре в интервале температур от точки кипения жидкого азота до комнатной. Магнитометрические измерения показали, что этот феррит становится ферромагнитным только при низких температурах (начиная приблизительно с — 50°). Остаточная намагниченность не меняет знак в интервале от — 50° до точки кипения жидкого азота.

Для всех исследованных составов, прошедших различную термообработку и имеющих точку компенсации, компенсация была неполной, как и в исходном состоянии (рис. 1, 2, 3).

Измерения абсолютного насыщения при температуре жидкого гелия на закаленных образцах были проделаны на составах: $Li_2O \cdot 2{,}5\ Fe_2O_3 \cdot 2{,}5Cr_2O_3$, $Li_2O \cdot 1{,}8\ Fe_2O_3 \cdot 3{,}2\ Cr_2O_3$ и $Li_2O \cdot 1{,}6\ Fe_2O_3 \cdot 3{,}4\ Cr_2O_3$.

Закалка привела к увеличению магнитного момента. Особенно сильное увеличение (приблизительно в полтора раза) наблюдалось в составе $Li_2O \cdot 1{,}8\ Fe_2O_3 \cdot 3{,}2\ Cr_2O_3$. Данные приведены в графе 3 табл. 2.

Как было указано выше, выдержка при температуре закалки во всех случаях составляла 40 мин. Чтобы проверить, является ли выдержка в 40 мин при 1000° достаточной для установления равновесного распределения катионов при этой температуре, мы увеличили на некоторых образцах время выдержки до 10 час. Измерения показали, что разница между кривыми $\sigma_s(T)$ закаленных образцов с различными временами выдержки незначительна.

* Под обратной намагниченностью здесь понимается намагниченность, существующая в феррите выше температуры компенсации и имеющая направление, противоположное направлению результирующей намагниченности ниже температуры компенсации.

Все закаленные образцы подвергались далее ступенчатым отжигам.

Кривые $\sigma_s(T)$ отожженных после закалки образцов тем больше приближались к кривой для материала в исходном состоянии, чем выше была температура отжига и его длительность (рис. 1, 2, 3). В образце $Li_2O \cdot 1{,}6\ Fe_2O_3 \cdot 3{,}4\ Cr_2O_3$ точка компенсации появилась только после отжига при 1000°, причем кривая $\sigma_s(T)$ в этом случае практически совпала с кривой для исходного состояния.

Неполная компенсация, т. е. наличие некоторой спонтанной намагниченности при температуре компенсации, имела место также и в отожженных состояниях. Очень наглядно это видно из рис. 8, на котором приведены кривые зависимости восприимчивости $\varkappa$ от поля при температуре компенсации для феррита $Li_2O \cdot 2{,}5\ Fe_2O_3 \cdot 2{,}5\ Cr_2O_3$ при различных режимах отжига. Кривые восприимчивости носят ясно выраженный ферромагнитный характер.

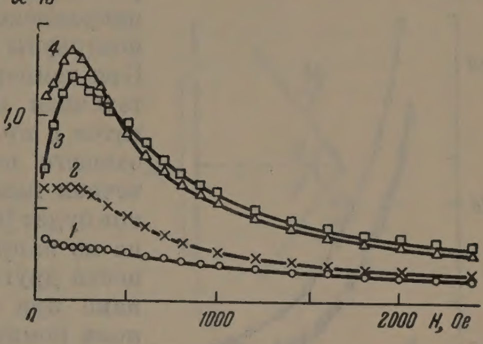


Рис. 8. Зависимость восприимчивости от поля при температуре компенсации для феррита $Li_2O \cdot 2{,}5Fe_2O_3 \cdot 2{,}5Cr_2O_3$ при различных термообработках: *1* — исходное состояние, *2* — закалка от 1000° на воздухе, *3* — отжиг 5 час при 500°, *4* — отжиг 24 час при 500°

Таким образом, теромобработка (закалка и отжиг) чрезвычайно сильно влияет на вид кривых $\sigma_s(T)$ и положение $T_к$ и θ. При всех видах термообработки, по-видимому, происходит существенное изменение катионного распределения между подрешетками, а также разрушение при закалке упорядоченного расположения катионов в тетраэдрической подрешетке, на существование которого у ферритов хромитов лития при больших содержаниях хрома имеется указание в работе [2].

3. Обсуждение результатов

Результаты наших измерений показывают, что ферромагнитные шпинели Li·FeCr в некоторой области составов действительно имеют аномальный вид кривой $\sigma_s(T)$ с точкой компенсации, который был ранее предсказан Неелем. В отличие от теории, мы нашли, что компенсация ни в одном случае не являлась полной. Первоначально высказывалось предположение, что явление неполной компенсации связано с наличием какой-то посторонней ферромагнитной примеси. Вероятнее всего было предположить существование некоторой примеси магнетита, который мог образоваться в процессе получения ферритов. С целью проверки этого предположения измерения намагниченности были проведены на баллистической установке в некотором интервале температур за точкой Кюри (пока хватило чувствительности установки), а также проводились измерения парамагнитной восприимчивости пондермоторным методом, вплоть до температур, превышающих температуру Кюри магнетита (+ 587°). Результаты измерений показали, что магнетит не образуется. Это ясно видно из рис. 9, на котором нанесена восприимчивость $\varkappa$ в зависимости от поля одного из исследованных нами составов при различных температурах. При температуре + 219° восприимчивость перестает зависеть от поля; это показывает, что образец находится в парамагнитном состоянии.

Явление неполной компенсации можно объяснить гетерогенностью, т. е. неоднородностью исследованных образцов, вызванной колебаниями химического состава по объему материала. Поскольку температура компенсации зависит от состава, то неоднородность состава должна привести к различию точек компенсации в различных объемах материала.

Предположим, что в материале имеются участки с различными, хотя бы и мало отличающимися температурами компенсации. Тогда при некоторой средней температуре, заключенной между теми пределами, в которых изменяются температуры компенсации различных участков данного материала, будет иметь место «ложная компенсация». При этой температуре весь материал можно подразделить на две равноценные группы участков, в которых направления спонтанной намагниченности повернуты друг относительно друга на 180°. При температуре «ложной компенсации» остаточная намагниченность материала обратится в нуль, так как после снятия действовавшего перед этим магнитного поля остаточная намагниченность одной группы участков будет равна по величине и противоположна по направлению остаточной намагниченности другой группы участков (рис. 10). Однако при наложении внешнего магнитного поля компенсация будет нарушаться, так как участки первой и участки второй групп вследствие наличия у них некоторой результирующей намагниченности при температуре «ложной компенсации» будут поворачиваться по полю, и, следовательно, материал в целом будет обладать некоторой спонтанной намагниченностью. Значение этой спонтанной намагниченности при температуре компенсации будет тем больше, чем резче температура компенсации зависит от состава. Для системы шпинелей LiFeCr эта зависимость не очень резкая, а поэтому и значение σ_s при температуре компенсации сравнительно невелико.

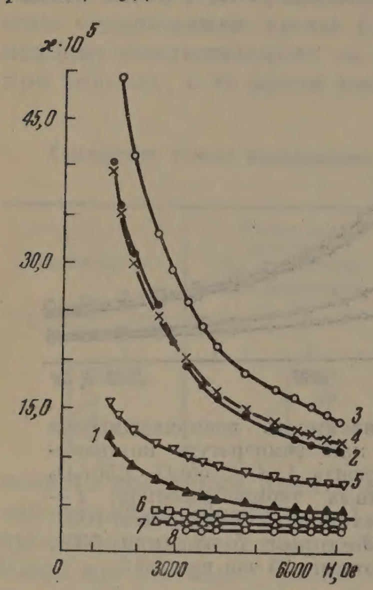


Рис. 9. Зависимость парамагнитной восприимчивости от поля для феррита $Li_2O \cdot 1,6Fe_2O_3 \cdot 3,4Cr_2O_3$ в исходном состоянии; при различных температурах t, ° С: *1* — $t = +21,3°$, *2* — $t = +55,5°$, *3* — $t = +101,6°$, *4* — $t = +130°$, *5* — $t = +150°$, *6* — $t = +169,2°$, *7* — $t = +183°$, *8* — $t = +219,5°$

Второе, гораздо более значительное расхождение экспериментальных данных с теорией состоит в том, что рассчитанное по Неелю из катионного распределения значение абсолютного насыщения совершенно не согласуется с опытными данными (табл. 2, графы 3 и 5).

Видоизменение теории Нееля, предложенное Яфетом и Киттелем [8], в состоянии качественно объяснить наблюдаемое расхождение. Объяснение состоит в том, что поскольку в этих ферритах измеренное значение магнитного момента меньше рассчитанного по теории Нееля и $M_B > M_A$, то, следовательно, в этом случае нельзя пренебрегать отрицательным обменным взаимодействием внутри подрешетки B (взаимодействие BB) по сравнению с взаимодействием между подрешетками A и B (взаимодействие AB). Наличие же этого взаимодействия BB приводит к разбиению подрешетки B на две подрешетки, магнитные моменты которых составляют между собой некоторый угол. Это приводит к снижению суммарного магнитного момента подрешетки B, а следовательно, и к снижению магнитного момента феррита в целом. Правда, при наличии углов между магнитными моментами в подрешетках форма кривой $\sigma_s(T)$ не может быть аномальной, а у нас $\sigma_s(T)$ имеет явно аномальный вид. Однако в цитированных работах Яфета и Киттеля [8], Гортера [2], а также в более поздней работе Лотгеринга [9] было показано, что от состояния с углами не может быть непосредственного перехода к парамагнитному состоянию. Углы, существующие в подрешетке B при низких температурах, должны разрушаться при нагревании, и, только после того, как они разрушены и установлена антипараллельность магнитных

моментов подрешеток, материал может при дальнейшем нагревании стать парамагнитным. Если предположить, что при некоторой температуре, более низкой, чем температура компенсации, углы уже разрушены, то становится возможным появление аномальных кривых $\sigma_s(T)$.

Используя выражение для результирующего момента по Яфету и Киттелю при 0° K, можно рассчитать, взяв значение результирующего

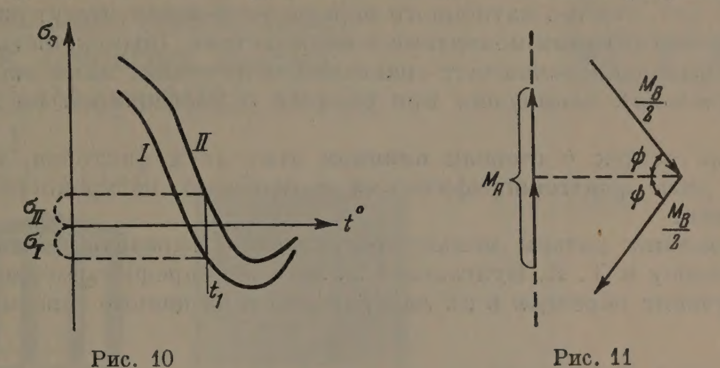


Рис. 10 Рис. 11

Рис. 10. Схема, поясняющая явление неполной компенсации: *I* — температурная зависимость спонтанной намагниченности группы *I* участков в интервале температур, включающем точку компенсации, *II* — температурная зависимость спонтанной намагниченности группы *II* участков в том же температурном интервале; t_1 — температура «ложной компенсации», при которой $\sigma_I = -\sigma_{II}$

Рис. 11. Схема расположения ионных магнитных моментов в подрешетках *A* и *B* при наличии отрицательного взаимодействия *BB*, сравнимого с взаимодействием *AB*

момента из опыта, углы между магнитными моментами в подрешетке *B*, имеющие место при низких температурах. Согласно Яфету и Киттелю, при наличии углов в подрешетке *B* результирующий момент феррита равен:

$$M = M_B \sin \psi - M_A. \quad (3)$$

Здесь M_A и M_B — значения сумм ионных магнитных моментов в подрешетках *A* и *B* соответственно; $(180-2\psi)$ — угол между направлениями магнитных моментов в подрешетке *B* (рис. 11).

Например, согласно данным Гортера, распределение ионов в феррите $Li_2O \cdot 2,5\,Fe_2O_3 \cdot 2,5\,Cr_2O_3$ можно записать следующим образом:

$$Fe_{0,91}Li_{0,009}\,[Li_{0,41} \cdot Fe_{0,34} \cdot Cr_{1,25}]\,O_4.$$

Используя спиновые значения магнитных моментов для ионов Fe^{3+} и Cr^{3+} (5 и $3\mu_B$ — соответственно), получаем для этого феррита: $M_A = 4,55$ и $M_B = 5,45$. Измеренное значение магнитного момента в исходном состоянии составляет $M = 0,68$. Используя формулу (3), можно рассчитать угол между магнитными моментами в подрешетке *B* этого феррита. Для всех ферритов, для которых имеются значения σ_0 в исходном состоянии, для углов получаются разумные значения.

Как показали наши измерения при закалке значение абсолютного насыщения в системе ферритов LiFeCr увеличивается. В литературе есть данные о влиянии закалки на σ_0 различных простых и смешанных ферритов [10, 11] и предложены теории [12—14] для объяснения полученных в [10, 11] результатов. Согласно этим теориям, σ_0 зависит от распределения катионов по *A* и *B* местам, а распределение катионов в свою очередь зависит от температуры. Закалка «замораживает» распределение катионов, свойственное температуре закалки, что и приводит к изменению

σ_0. Смарт [13] дает метод определения катионного распределения для ферритов с тремя металлическими ионами по известным при $T = 0°$ К значениям σ_0 и g-фактора феррита. При этом предполагается, что во всех случаях сохраняется антипараллельность расположения магнитных моментов ионов в подрешетках A и B. В нашем случае вопрос усложняется, так как при закалке исследованных нами ферритов не исключена возможность того, что, помимо катионного перераспределения, будут изменяться углы между магнитными моментами в подрешетках. Возможность влияния этих двух факторов исключает сравнение полученных нами экспериментальных значений насыщения при закалке с имеющимися на этот счет теориями.

Ответ на вопрос о степени влияния этих двух факторов, вероятно, могли бы дать рентгенографический и особенно нейтронографические исследования.

В заключение авторы пользуются случаем выразить благодарность К. Г. Хомякову и Т. И. Булгаковой за любезное предоставление возможности получения образцов в их лаборатории и за ценные советы и указания.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. N e e l L., Ann. phys., 3, 137 (1948).
2. G o r t e r E. W. Philips Res Repts, 9, 295 (1954).
3. P a u t h e n e t R., Compt. rend., 242, 1859 (1956).
4. Б е л о в К. П., Б о л ь ш о в а К. М., Е л к и н а Т. А., Из. АН СССР. Сер. физ., вып. 8 (1957).
5. Б о л ь ш о в а К. М., Е л к и н а Т. А., Вестн. Моск. ун-та, 2, 95 (1957).
6. Б е л о в К. П., Г о р я г а А. Н., Физ., металлов и металловедение 2, 1 (1956).
7. Г и н б у р г В. Л., Ж. эксперим. и теор. фи ., 17, 833 (1947).
8. Y a f e t I, K i t t e l Ch., Phys. Rev., 87, 290 (1952).
9. L o t g e r i n g F. K., Philips Res. Repts. 11, 190—249 (1956).
10. P a u t h e n e t R., B o c h i r o l L., J. Phys et radium, 12, 249 (1951).
11. S a k a m o t o N., A s a h i T., M i y a h a r a S., J. Phys. Soc. (Japan), 8, 677 (1953).
12. N e e l L., Compt rend., Paris, 230, 190 (1950).
13. S m a r t Y. S., Phys. Rev, 94, 847 (1954).
14. H a r r i s o n S. E., K r i e s s m a n C. J., Phys. Rev., 103, 851—861 (1956).

18